PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 5 — 1. März 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 7 am 15. März 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Hohle und W. Rump, Prüfung empfindlicher Wechselstrom-Zeigerinstrumente mit Nullmethoden. S. 169.

W. Wehrheim, Der Einfluß der Elektrodendicke und der Elektrodenstellung auf die Absolutbestimmung der *r*-Einheit. S. 174.

M. Gorman, R. M. Davis und Paul M. Groß, Die Dipolmomente ungesättigter Verbindungen. II. S. 181.

A. K. Dutta, Über die Dispersion des Ultraschalls in Flüssigkeiten. S. 186.

B. S. Madhava Rao, Bemerkungen zur „Ringstruktur des Elektrons". S. 187.

J. Stark, Physikalische Wirklichkeit und dogmatische Atomtheorien. S. 189.

B. S. Madhava Rao, Antwort auf Starks Bemerkungen. S. 193.

J. Kolb, Über die Wirkung von polarisiertem Licht auf die Brownsche Bewegung. S. 194.

A. Deubner, Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit von J. Kolb. S. 198.

R. Fürth, Bemerkungen zur vorstehenden Diskussion zwischen A. Deubner und J. Kolb. S. 198.

Besprechungen:

Blätter für Geschichte und Technik. S. 199.

Ch. Dhéré, Fluorescence en Biochimie. S. 199.

W. Michael, Theorie der Wechselstrommaschinen in vektorieller Darstellung. S. 199.

M. Planck, Religion und Naturwissenschaft. S. 200.

Zusammenhänge zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Konstitution. S. 200.

Nachrichten. S. 200.

ABHANDLUNGEN

Prüfung empfindlicher Wechselstrom-Zeigerinstrumente mit Nullmethoden

Von W. Hohle und W. Rump

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

I. Einleitung und Übersicht

Die Trockengleichrichter haben den Drehspulmeßgeräten ein weites Anwendungsgebiet in der Wechselstrommeßtechnik erschlossen. Insbesondere hat der Einbau von Gleichrichtern in empfindliche Drehspulzeigerinstrumente zu handlichen Geräten geführt, mit denen sich kleine Wechselströme und -spannungen bei geringem Eigenverbrauch und mit einer für viele Zwecke ausreichenden Genauigkeit messen lassen. So sind z. B. mehrfach umschaltbare Zeigerinstrumente – zum Teil in Verbindung mit Meßwandlern – für Spannungen bis zu 0,1 V und für Ströme bis 1 mA auf dem Markt. Diese Meßbereiche sind den Zeigerinstrumenten mit anderen Meßsystemen nicht ohne weiteres zugänglich, so daß die Einführung der Gleichrichter als ein wünschenswerter und beachtlicher Fortschritt der Meßtechnik zu werten ist.

Gelegentlich wird man vor die Aufgabe gestellt, empfindliche Wechselstromzeigerinstrumente auf ihre Fehler nachzuprüfen. Geeignete Vergleichsinstrumente passender Meßbereiche dürften im allgemeinen nicht zur Verfügung stehen, da z. B. Präzisionsinstrumente mit dynamometrischem oder mit Dreheisensystem nicht bis zu den kleinen zu messenden Werten herabreichen. Es können dann Methoden gute Dienste leisten, welche die Anzeige der empfindlichen Wechselstrominstrumente auf Ströme oder Spannungen zurückführen, die mit den üblicherweise zur Verfügung stehenden Präzisionsinstrumenten bequem meßbar sind. Zahlreiche Schaltungen sind hierbei möglich je nach den Meßeinrichtungen und Hilfsmitteln, die man gerade zur Hand hat. Im folgenden wird über einige Nullmethoden berichtet, die zum Aufbau der Prüfschaltung die Wandlerprüfeinrichtung nach Schering und Alberti oder die neuerdings von Hohle in der Reichsanstalt entwickelte tragbare Wandlerprüfeinrichtung heranziehen. Die Schaltungen können also für diejenigen Stellen von Nutzen sein, die nur gelegentlich die Nachprüfung empfindlicher Wechselstrominstrumente bei technischer Frequenz vorzunehmen haben und die über eine der erwähnten Meßwandlerprüfeinrichtungen verfügen.

II. Grundsätzliche Schaltung

Die im folgenden näher beschriebenen Verfahren ermöglichen es, mittels einer Brückenschaltung den Ausschlag des zu prüfenden

Instrumentes auf eine bequem meßbare Spannung zurückzuführen, wobei der jeweilige Fehler des Prüflings unmittelbar abgelesen werden kann.

Abb. 1 zeigt die Brückenschaltung in ihrer grundsätzlichen Anordnung. Die an der Brücke liegende regelbare Spannung U dient als Vergleichsspannung und wird mit dem Präzisionsinstrument V gemessen. Ein Widerstandsteiler mit dem Teilerverhältnis r/R unterteilt die Spannung U und bildet die eine Hälfte der Brückenschaltung; die andere Hälfte besteht aus einem

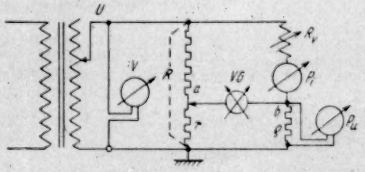


Abb. 1. Grundsätzliche Schaltung zur Prüfung eines Strommessers P_i oder Spannungsmessers P_u mit Normalspannungsmesser V in der Brücke.

Regelwiderstand R_r und einem festen Widerstand ϱ. Das zu prüfende Instrument liegt entweder als Strommesser P_i in Reihe mit dem Widerstand R_r oder als Spannungsmesser P_u parallel zu dem Widerstand ϱ. Zwischen den Punkten a und b der Schaltung liegt ein Vibrationsgalvanometer (VG.) als Nullinstrument. Bezeichnet man mit i bzw. u Strom bzw. Spannung des Prüflings, so gelten für die abgeglichene Brücke die Bedingungen:

$$U \cdot \frac{r}{R} = i \cdot \varrho \qquad (1)$$

bei der Prüfung eines Strommessers und

$$U \cdot \frac{r}{R} = u \qquad (2)$$

bei der Prüfung eines Spannungsmessers. Die Brückenschaltung verknüpft also in einfacher Weise Strom i bzw. Spannung u des Prüflings mit der zugeführten Spannung U, die man so wählt, daß sie bequem und genügend genau meßbar ist. Bei der Auslegung der Brückenschaltung geht man von der Vergleichsspannung U aus und bemißt die Brückenelemente r, R und ϱ entsprechend den nachzuprüfenden Sollwerten von Strom i bzw. Spannung u nach den oben angegebenen Bedingungen.

Für den allgemeinen Fall eines fehlerbehafteten Prüflings wird die Brücke nicht abgeglichen sein. Der Abgleich der Brücke und damit die Bestimmung des Fehlers des Prüflings kann auf verschiedene Weise erfolgen. Am Beispiel der Prüfung eines Strommessers sollen zwei Möglichkeiten erläutert werden.

Bei dem ersten Verfahren stellt man die Vergleichsspannung U ein, läßt die Brückenelemente r, R, ϱ unverändert und gleicht mittels des Regelwiderstandes R_r ab. Der den Prüfling durchfließende Strom errechnet sich aus der obigen Gleichgewichtsbedingung (1); bei einem fehlerlosen Instrument muß der errechnete Wert mit der Anzeige übereinstimmen. Ist der Ausschlag größer oder kleiner, so zeigt der Prüfling zu viel oder zu wenig an. Die Fehler des Prüflings werden also unmittelbar aus seiner Anzeige gewonnen. Dieses Verfahren läßt sich dahin abwandeln, daß man nach dem Abgleich der Brücke die Spannung U so lange ändert, bis der Zeiger des Prüflings auf den vollen Skalenteil des nachzuprüfenden Meßpunktes einspielt. Aus dieser am Vergleichsinstrument V abzulesenden Spannungsänderung läßt sich dann ebenfalls der Fehler des Prüflings bestimmen. Bei einer Spannungserhöhung zeigt der Prüfling zu wenig, bei einer Spannungserniedrigung zu viel an.

Das folgende zweite Verfahren des Brückenabgleichs gestattet grundsätzlich eine genauere Ermittlung der Fehler, da hierbei die Ausschläge von Prüfling und Vergleichsinstrument auf volle Skalenteile eingestellt werden können. Die Vergleichsspannung U wird eingeregelt und gleichzeitig der Prüfling mit Hilfe des Regelwiderstandes R_r auf seinen Prüfpunkt eingestellt. Das Brückengleichgewicht wird jetzt durch Regeln des Teilerverhältnisses r/R oder durch Einfügen einer kleinen regelbaren Spannung in den Nullkreis $a \ldots b$ erzielt. Die Abweichung des Spannungsverhältnisses von dem für den fehlerlosen Prüfling geltenden Sollwert bzw. die Größe der eingefügten Spannung sind ein Maß für den Fehler des Prüflings. Bei geeigneter Anordnung der Prüfschaltung kann man die Fehler unmittelbar ablesen. Im folgenden soll nun näher gezeigt werden, wie sich das zuletzt angedeutete Verfahren mit Hilfe der Meßwandlerprüfeinrichtung nach Schering und Alberti bzw. der neuen in der Reichsanstalt entwickelten tragbaren Meßwandlerprüfeinrichtung durchführen läßt.

III. Nullmethoden unter Benutzung der Wandlerprüfeinrichtung nach Schering und Alberti

Die folgenden Anordnungen haben sich bei der Prüfung von Meßinstrumenten in der

Reichsanstalt bewährt[1]). Der Brückenabgleich wird bei ihnen durch Regeln des Spannungsteilerverhältnisses r/R erzielt. Der Spannungsteiler wird aus dem Stromwandlermeßzweig von 200 Ohm Gesamtwiderstand der Wandlerprüfeinrichtung und aus einem regelbaren Präzisionswiderstand zusammengestellt. Der Meßzweig, der auf der geerdeten Seite des Spannungsteilers liegt, ist zwischen 48 und 52 Ohm als Schleifdraht ausgebildet; dieser trägt eine sich auf 50 Ohm beziehende Prozentteilung.

Bei der Prüfung von Strommessern werden R und ϱ derart gewählt, daß bei gegebener Spannung U eine Spannung von etwa 1 V am Schleifdraht liegt. Als Nullinstrument dient ein zur Prüfeinrichtung gehöriges Vibrationsgalvanometer (VG.). Der Ausschlag des VG. wird durch Regeln am Meßzweig zum Verschwinden gebracht. Der prozentische Fehler der Anzeige des Prüflings kann dann unmittelbar abgelesen werden.

Etwaige Phasenverschiebungen der Spannungen an r und ϱ lassen sich durch einen regelbaren an passender Stelle parallel geschalteten Kondensator, wie er in der Wandlerprüfeinrichtung vorhanden ist, ausgleichen. Die Messungen bleiben einwandfrei, solange der Parallelkondensator den resultierenden Widerstand der Parallelschaltung nicht wesentlich beeinflußt. Diese Einschränkung gilt nicht für den Widerstandszweig R_v, da dessen Größe in die Fehlerbestimmung nicht eingeht. Diesen Zweig kann man also durch Parallelschalten beliebig großer Kondensatoren oder durch Einfügen von Drosselspulen in der Phase ändern.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß man zur bequemen Einstellung der Phasenlage bei dieser wie bei den folgenden Schaltungen auch einen Phasenschieber (Drehtransformator) einbauen kann, der den Zweig R_v-Prüfling-ϱ speist.

Um die Fehler des Prüflings an verschiedenen Skalenpunkten zu bestimmen, ist es zweckmäßig, die zugeführte Spannung U entsprechend zu ändern und zunächst wieder den dem neuen Prüfpunkt entsprechenden Ausschlag des Vergleichsinstrumentes V einzustellen und dann den Skalenwert des Prüflings nachzuregeln. Dies Verfahren hat den Vorteil, daß man am Widerstand R_v nur jeweils geringe Änderungen vorzunehmen braucht. Man kann aber auch die Spannung U auf dem ursprünglichen, dem Vollausschlag des Prüflings entsprechenden Wert belassen und das Verhältnis des Spannungsteilers ändern. Es ist zu beachten, daß am Schleifdraht immer der prozentische Fehler, bezogen auf den jeweiligen Ausschlag des Prüflings, abgelesen wird. Die Methode ist äußerst empfindlich. Fehler von wenigen hundertstel Prozent können sicher eingestellt werden. Die absolute Genauigkeit hängt im wesentlichen von der Genauigkeit des Vergleichsinstrumentes V ab.

Bekanntlich zeigen die Drehspulinstrumente mit Trockengleichrichtern den arithmetischen Mittelwert der Stromhalbwelle an. Die Skala ist in Effektivwerten geeicht und nur bei sinusförmiger Kurvenform richtig. Da mit der beschriebenen Nullmethode nur die Grundwelle der Wechselstromgröße abgeglichen wird, muß man dafür sorgen, daß sowohl die Spannung am Spannungsmesser V wie auch der den Prüfling durchfließende Strom sinusförmig sind. Selbst wenn die zugeführte Spannung sinusförmig ist, kann der durch P_t fließende Strom wegen des mit dem Augenblickswert des Stromes veränderlichen inneren Widerstandes der Gleichrichter noch verzerrt werden. Um diesen Einfluß vernachlässigbar klein zu halten, muß der Vorwiderstand R_v und damit die Spannung U möglichst hoch gewählt werden. Eine Spannung von 100–200 V ist ausreichend.

Beispiel: Prüfung eines Strommessers für 10 mA; $R = 5000$ $(4800 + 200)$ Ohm, Spannung $U = 100$ V, Spannung am Schleifdraht 1 V, $\varrho = 100$ Ohm, $R_v = 10000$ Ohm.

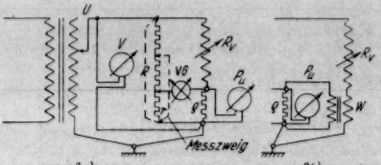


Abb. 2a u. 2b. Prüfung eines Spannungsmessers P_u unter Verwendung des Meßzweiges nach Schering u. Alberti ohne (2a) und mit (2b) Zwischenschaltung eines Stromwandlers W.

Die Schaltung zur Prüfung von Spannungsmessern ist in Abb. 2a nochmals wiedergegeben. Liegt der Nennmeßbereich des Spannungsmessers in der Größe bis zu einigen Volt, so wird R derart bemessen, daß am Schleifdraht die gleiche Spannung auftritt. Bei höheren Meßbereichen ist jedoch die Spannung an P_u durch Widerstände nochmals zu unterteilen, um allzu

[1]) Tätigkeitsbericht der PTR., Zeitschr. f. Instrkde **53**, 248, 1933; siehe auch Elektrotechn. Zeitschr. **54**, 1245, 1933.

hohe Spannungen am Schleifdraht zu vermeiden.

Es ist dafür zu sorgen, daß die Spannungen an V und P_u sinusförmig sind. Da der Gleichrichterspannungsmesser P_u wegen seines veränderlichen inneren Widerstandes einen verzerrten Strom aufnimmt, muß man den Parallelwiderstand ϱ so klein wählen, daß der durch den Spannungsmesser P_u entnommene Strom die Kurvenform nur unerheblich verzerrt. Der durch R_v fließende Strom wird also verhältnismäßig groß. Zur Vermeidung unnötiger Leistungsumsetzung wird man die Spannung möglichst gering wählen und den Meßbereichen der zur Verfügung stehenden Präzisionsinstrumente anpassen.

Beispiel I: Prüfung eines Instrumentes für 1 V; $R = 1500$ $(1300 + 200)$ Ohm, $U = 30$ V, $\varrho = 0{,}2$ Ohm, $R_v \approx 5{,}8$ Ohm, Strom durch R_v etwa 5 A.

Beispiel II: Zu prüfender Meßbereich 0,1 V; $R = 15000$ $(14800 + 200)$ Ohm, $U = 30$ V, $\varrho = 0{,}025$ Ohm, $R_v \approx 7{,}5$ Ohm, Strom durch R_v etwa 4 A.

Selbst bei dem extrem kleinen Meßbereich des zweiten Beispiels ist die Empfindlichkeit noch ausreichend, um 0,1 Proz. mit Sicherheit erkennen zu können. Bei diesen kleinen Spannungen ist darauf zu achten, daß die Zuleitungen zum Prüfling P_u einen vernachlässigbar kleinen Widerstand besitzen und daß die am Widerstand ϱ zusammenführenden Leitungen derart angeschlossen werden, daß nicht durch Spannungsabfälle Meßfehler entstehen.

Durch die Zwischenschaltung eines Stromwandlers W kann zur Erzielung einer guten Kurvenform der durch ϱ fließende Strom im Verhältnis zum Stromverbrauch des Prüflings P_u groß gemacht werden, ohne der Spannungsquelle unnötig hohe Leistung zu entnehmen. In der Abb. 2b ist die Schaltung angedeutet.

Schließlich sei noch erwähnt, daß man den zu prüfenden Spannungsmesser unter Fortfall des Parallelwiderstandes ϱ unmittelbar über einen Spannungstransformator speisen kann, der primär geregelt wird. Zu beachten ist wiederum hierbei, daß durch den Spannungsabfall des vom Prüfling entnommenen Stromes in den Regelorganen und in den Transformatorwicklungen keine nennenswerte Verzerrung der Kurvenform auftritt.

IV. Nullmethoden unter Benutzung der tragbaren Wandlerprüfeinrichtung nach Angaben der PTR

Aufbau und Wirkungsweise der Meßwandlerprüfeinrichtung werden als bekannt vorausgesetzt[1–5]). Es sei hier lediglich wiederholt, daß das Gerät zwei regelbare aufeinander senkrecht stehende Spannungen abgeben kann, die von einem Schleifdraht s und von einer Gegeninduktivität m abgenommen werden.

Abb. 3 zeigt eine Schaltung zum Prüfen von Strommessern. Wenn man zunächst von etwaigen Phasenverschiebungen in den vier Brückenzweigen absieht, hat die „Fehlerspannung" zwischen den Punkten a und b die gleiche Phasenlage wie die zugeführte Spannung U; die

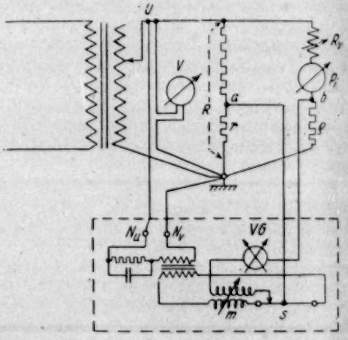


Abb. 3. Prüfung eines Strommessers P_i mit der tragbaren Meßwandler-Prüfeinrichtung (gestrichelt umrahmt).

Brückenschaltung läßt sich also durch Einführung einer entgegengesetzt gerichteten regelbaren Spannung, die von dem Schleifdraht s der Wandlerprüfeinrichtung abgenommen wird, abgleichen. Die Schleifdrahtskala ist von der Wandlerprüfung her bereits mit einer prozentischen Teilung versehen. Diese Teilung kann bei der Instrumentenprüfung beibehalten werden, wenn man das Spannungsteilerverhältnis r/R entsprechend wählt. Auf Grund der Daten der Wandlerprüfeinrichtung ergibt sich für die Bauart Hartmann & Braun $r/R = 1 : 100$ und für die Bauart Siemens & Halske $r/R = 6 : 500 = 1 : 83{,}3$. Aus dem für das Verhältnis r/R angegebenen Wert wird der Widerstand ϱ nach der oben angegebenen Beziehung (1) berechnet.

1) W. Hohle, Arch. f. Elektrotechn. **27**, 849, 1933.
2) W. Hohle, Physik. Zeitschr. **35**, 844, 1934.
3) W. Hohle, Elektrizitätswirtschaft **34**, 205, 1935.
4) ATM., Z 224 – 5, Oktober 1934.
5) ATM., Z 224 – 6, Juni 1935.

Wählt man für r/R andere Verhältnisse, so ändert sich entsprechend der Maßstab der Prozentteilung.

Etwaige Phasenverschiebungen der Spannungen an r und ϱ lassen sich durch die Gegeninduktivität m (Winkelfehlerskala) der Wandlerprüfeinrichtung ausgleichen und sind im allgemeinen ohne nennenswerten Einfluß auf das Meßergebnis. Bei einer Winkelabweichung von etwa 100 Minuten ergibt sich ein Fehler von 0,05 Proz., bezogen auf den jeweiligen eingestellten Wert des Prüflings. Größere Phasenverstimmungen der Brücke werden zweckmäßigerweise durch Einschalten von Kondensatoren bzw. Induktivitäten im Zweige R_v ausgeglichen, da dessen Größe in die Messung nicht eingeht.

Um den Prüfling an verschiedenen Punkten seiner Skala zu beobachten, wird der Einfachheit halber die Spannung U geregelt, das Verhältnis r/R unverändert belassen und an R_v gegebenenfalls etwas nachgestellt. Aus bereits früher besprochenen Gründen ist auch hier dafür zu sorgen, daß alle Meßgrößen praktisch sinusförmig sind. Der an den Klemmen N_u, N_v liegende Kreis der Prüfeinrichtung wird bei der Prüfung von Spannungswandlern betriebsmäßig bis 132 V ($1{,}2 \cdot 110$ V) belastet. Die Spannung U sollte daher diesen Wert, kurzzeitig etwa 150 V, nicht überschreiten.

Beispiel: Prüfung eines Strommessers für 10 mA: $r/R = 100/10000$ Ohm (bei Verwendung der Einrichtung Bauart H. & B.), $\varrho = 100$ Ohm, $R_v \approx 10000$ Ohm, $U = 100$ V bei Vollausschlag des Prüflings.

Abb. 4 zeigt ein Beispiel zur Prüfung von Spannungsmessern in seiner einfachsten Form, die zunächst nur für Prüflinge mit einem Meßbereich von etwa 1 V zu benutzen ist. Bei höheren Meßbereichen wird nur ein bestimmter Bruchteil der am Prüfling liegenden Spannung zur Messung herangezogen. Die Unterteilung erzielt man entweder durch Anzapfung des Widerstandes ϱ oder durch einen besonders hinzuzufügenden Spannungsteiler. Da in diesem Falle das Widerstandsverhältnis r/R unverändert belassen ist, sind die Fehler des Prüflings unmittelbar abzulesen. Bei kleineren Meßbereichen, z. B. 0,1 V, kann man folgendermaßen verfahren. Man verringert das Verhältnis r/R in der Weise, daß bei Fehlerlosigkeit der beiden Instrumente V und P_u die Spannungen an r und ϱ gleich sind. In diesem Falle muß man in Kauf nehmen, daß die Ablesungen an der Prüfeinrichtung mit einem Faktor zu multiplizieren sind. Man könnte die unmittelbare Ablesbarkeit der Fehler wiederherstellen, wenn man die den Klemmen N_u, N_v der Einrichtung zugeführte Spannung durch zusätzliche Vorwiderstände

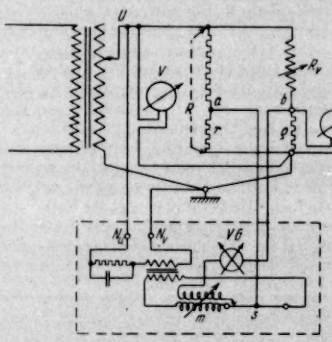


Abb. 4. Prüfung eines Spannungsmessers P_u mit der tragbaren Meßwandler-Prüfeinrichtung (gestrichelt umrahmt).

oder dgl. in demselben Maße herabsetzt, wie man das Verhältnis r/R verringert hat. Selbstverständlich ist auch bei diesen Schaltungen für einen zeitlich sinusförmigen Verlauf der Spannungen an V und P_u zu sorgen.

Beispiel I: Prüfung eines Spannungsmessers für 1 V: $r/R = 100/10000$ Ohm (bei Einrichtung Bauart H. & B.), $U = 100$ V, $\varrho = 0{,}2$ Ohm, Strom durch R_v etwa 5 A bzw. bei Zwischenschaltung eines Stromwandlers entsprechend weniger.

Beispiel II: Prüfung eines Spannungsmessers für 0,1 V: $r/R = 10/5000$ Ohm (bei Einrichtung Bauart H. & B.), $U = 50$ V, $\varrho = 0{,}025$ Ohm, Strom durch R_v etwa 4 A bzw. bei Zwischenschaltung eines Stromwandlers entsprechend weniger. Die Ablesungen an der Prüfeinrichtung sind mit 5 zu multiplizieren.

Berlin-Charlottenburg, im Dezember 1937.

(Eingegangen 9. Dezember 1937)

Der Einfluß der Elektrodendicke und der Elektrodenstellung auf die Absolutbestimmung der r-Einheit

Von Walter Wehrheim

Die Einheit der Röntgendosis „1 r" ist bekanntlich (1) dadurch definiert, daß bei Bestrahlung von einem Kubikzentimeter atmosphärischer Luft von 0° C und 760 mm Druck auf dem Wege der Trägerbildung eine Elektrizitätsmenge von einer elektrostatischen Einheit gebildet wird. In der Praxis kommt daher die Absolutbestimmung von 1 r, abgesehen von der Temperatur- und Druckmessung, darauf hinaus, einerseits das durchstrahlte Luftvolumen und andererseits die durch seine Durchstrahlung hervorgerufene Luftionisation so genau wie möglich zu bestimmen. Hierbei sind eine ganze Reihe von Faktoren zu berücksichtigen, und je weiter die Genauigkeit der Absolutbestimmung gesteigert werden soll, desto sorgsamer muß jeder einzelne dieser Faktoren in Rechnung gesetzt werden.

Es dürfte keinem Zweifel unterliegen, daß die höchste Genauigkeit der Absolutbestimmung mit Hilfe von Faßkammern erreicht wird. Diese im allgemeinen zylindrischen Ionisationskammern werden dabei axial oder axenparallel von einem Röntgenstrahlenbündel durchstrahlt, dessen Durchmesser klein ist im Vergleich zu demjenigen der Faßkammer. Bekanntlich vollzieht sich alsdann die Trägerbildung normalerweise zu einem ganz überwiegenden Anteil in der Umgebung des Strahlenbündels. Für die Genauigkeit des Ergebnisses ist es daher ausschlaggebend, daß der Durchmesser der Faßkammer so groß gewählt wird, daß die Bahnen der vom Strahlenbündel ausgehenden Primärelektronen kein vorzeitiges Ende an der Kammerwand finden, da andernfalls durch Trägerausfall zu geringe Ionisation gemessen wird. Das genaueste Material über den Wert des erforderlichen Kammerdurchmessers in Abhängigkeit von Härte und Homogenität der Strahlung gibt wohl Küstner (2). Seine Untersuchungen erstrecken sich auf Kammern von 2–70 cm Durchmesser, und er arbeitete zwischen 30 und 195 kV mit Strahlungen, die ungewöhnlich stark gefiltert waren (Tabelle I). Im übrigen berücksichtigte er auf das sorgsamste durch geeignete Maßnahmen und experimentelle Kontrollen wohl alle Einflüsse, die für die erreichbare Meßgenauigkeit von Bedeutung sind, wie die Feldverteilung durch Wahl

Tabelle I

Die Strahlungen, mit denen Küstner Fig. 1 erhielt

kV	Filter in mm
30	1 *Al*
45	5 *Al*
60	0,6 *Cu*
80	1,4 *Cu*
100	2,7 *Cu*
120	4,0 *Cu*
140	6,5 *Cu*
160	9,0 *Cu*
180	11,0 *Cu*
195	13,0 *Cu*

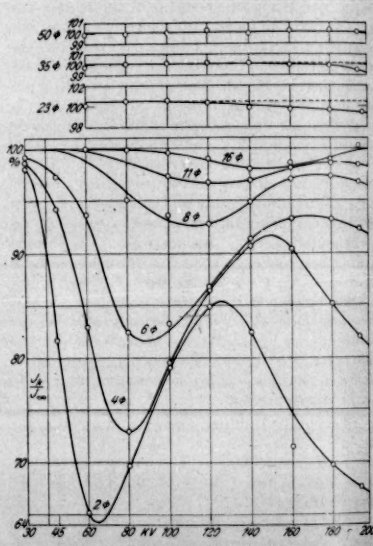


Fig. 1. Ionisation in Kammern verschiedenen Durchmessers in Abhängigkeit von der Scheitelspannung bei sehr starker Filterung nach Küstner.

der Elektrodenform und Aufteilung der Kammerstirnwände in Ringsysteme sowie die Streustrahlung der Luft. Die Ergebnisse von Küstner sind für die vorliegende Betrachtung so wichtig, daß wenigstens diejenigen für die am stärksten homogenisierten Strahlungen in Fig. 1 wiedergegeben werden mögen. Diese zeigt die Ionisationen in Kammern verschiedenen Durchmessers als Bruchteil der mit einer 70-cm-Kammer gemessenen Ionisation in Abhängigkeit von der kV-Zahl. Dabei erweist sich eine 50-cm-Kammer für alle benutzten Strahlen mit einer Genauigkeit von ± 1 Promille als völlig ausreichend; die 70-cm-Kammer kann also praktisch als eine unendlich große Idealkammer angesehen werden. Für eine 35-cm-Kammer gilt dasselbe bis herauf zu der 140-kV-Strahlung; für härtere Strah-

lungen tritt aber ein mehr und mehr anwachsender Ionisationsausfall auf. Je kleiner der Kammerdurchmesser gewählt wird, desto ausgeprägter zeigt sich ein zunächst überraschender Verlauf: für eine Kammer von bestimmtem Durchmesser sinkt mit zunehmender Strahlenhärte die Ionisation unter 100 Proz. herab, erreicht ein Minimum, steigt wieder an, erreicht ein unter 100 Proz. liegendes Maximum und fällt dann endgültig ab. Je kleiner der Durchmesser der Kammer ist, desto ausgeprägter ist diese Erscheinung. Küstner deutet das so:

Bei weichen Strahlen erreichen weder Photoelektronen noch Comptonelektronen die Kammerwand. Die Ionisation beträgt hier 100 Proz. der Gesamtionisation. Nimmt die Härte zu, so werden die Bahnen der Photoelektronen, denen zunächst noch der Hauptanteil an der Trägerbildung zukommt, so lang, daß sie ein vorzeitiges Ende an der Zylinderwand der Kammer finden. Es tritt ein Ausfall an Trägerbildung und Absinken der Kurve ein.

Steigt die Härte der Strahlen weiter, so werden die Photoelektronen zwar immer langbahniger, aber auch immer seltener im Vergleich zu den kurzbahnigen Comptonelektronen, die immer zahlreicher werden und nach und nach den Hauptanteil an der Ionisation übernehmen. Sie erreichen die Zylinderwand noch nicht: die Kurve steigt wieder an.

Bei noch härterer Strahlung werden auch die Comptonelektronen, die nun fast allein die Trägerbildung verursachen, so langbahnig, daß auch sie ein vorzeitiges Ende an der Kammerwand finden: die Kurve erreicht ein Maximum und sinkt endgültig ab.

Dieser Befund legt nun die Vermutung nahe, daß auch die Form und Stellung der Elektrode einen Einfluß auf das Ergebnis der Ionisationsmessung haben kann, der nicht vernachlässigt werden darf, wenn man hohe Genauigkeit der Absolutbestimmung der r-Einheit anstrebt; denn je nach ihrer Form und Stellung kann die Elektrode eine mehr oder minder große Zahl von Photoelektronen und Comptonelektronen abfangen und dadurch ein Defizit der Ionisation bedingen. Schon lange, ehe die Beziehung zwischen Strahlenhärte und erforderlichem Kammerdurchmesser hinlänglich bekannt war, hat Küstner diesen Einfluß der Elektrode vermutet. Denn er hat sowohl bei seinen Eichstandgeräten (3) wie bei allen späteren Anordnungen (2, 4), bei denen es auf hohe Meßgenauigkeit ankam, ganz bewußt als Elektroden ausgespannte Aluminiumdrähte von nur 0,5 mm Durchmesser verwendet, deren Einfluß naturgemäß recht klein bleiben muß. (Quantitatives hierüber soll weiter unten unter III. gegeben werden.) Von anderer Seite wurden demgegenüber dickere Elektroden benutzt. Ihr Durchmesser betrug beispielsweise bei Berg, Schwerdtfeger und Thaller (5) 3 mm, bei Behnken und Jaeger (6) 5 mm und bei Schechtmann (7) sogar 2–30 mm. Im übrigen hat diese letztere Untersuchung bereits durch Roché (8) die gebührende Kritik gefunden und ist durch die wesentlich eingehendere und genauere Arbeit von Küstner (2) längst überholt und erledigt. Immerhin erkennt man, wie weitgehend der die Elektronenbahnen abfangende Einfluß der Elektrode oft vernachlässigt worden ist.

Die vorliegende Untersuchung hat es sich daher zur Aufgabe gemacht, diesen Einfluß der Elektrode so genau wie möglich zu prüfen.

I. Die Versuchsanordnung

Zur Erzeugung der Röntgenstrahlen diente eine Stabilivoltanlage mit Doglas-Röhre in Tutohaube. Durch Heben und Senken einer Bleiklappe konnten zwei Röntgenstrahlenbündel gleichzeitig und gleich lange auf ein Vergleichsgerät und auf das Meßgerät fallen. Als Vergleichsgerät diente ein großes Eichstandgerät, das immer denselben Meßbereich durchlief.

Als Meßgerät diente

1. Eine Aluminiumkammer von 26 cm Länge und 14 cm Durchmesser mit graphitierten Zellonfenstern, deren Elektrode mit einem Wulfschen Einfadenelektrometer verbunden war. Kammer und Elektrode standen in einem Bleikasten. An Elektrode und Elektrometerfaden war der Innenbelag eines Harmsschen Kondensators angeschlossen. Als Maß für die Ionisation diente die an einem Präzisionsvoltmeter abgelesene Spannung, die, bei Anlegen an den Mittelbelag des Harms-Kondensators, den durch Ionisation hervorgerufenen Elektrometerausschlag genau reproduzierte.

Der horizontale Teil der T-förmigen Elektrode bestand aus einem runden Stahldraht von 25 cm Länge und 2 mm Durchmesser. Er konnte durch Verlängern des mit dem Elektrometer verbundenen senkrechten Teils gehoben und dem Röntgenstrahlenbündel genähert werden. Auf den horizontalen Teil der Elektrode konnten Aluminiumzylinder vom Radius R aufgeschoben werden.

Der Bleikasten trug unmittelbar vor der Ionisationskammer eine Bleiblende von 10 mm Durchmesser. Trotz ihres Fokusabstandes von 145 cm war das Röntgenstrahlenbündel innerhalb der Kammer noch etwas divergent, zumal der Brennfleck einen großen Durchmesser von

etwa 8 mm besaß, wie eine Lochkameraaufnahme zeigte. Die Blende war so angebracht, daß der unterste Rand des Strahlenbündels genau horizontal und etwa in der Kammerachse parallel zur Elektrode verlief. Die Mitte des Strahlenbündels lag in der Nähe der Kammermitte um a mm über der Oberfläche der über die Stahldrahtelektrode geschobenen *Al*-Elektrode vom Radius R (Fig. 2). Beim Eintrittsfenster

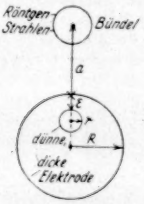


Fig. 2. Lage von Röntgenstrahlenbündel und Elektroden.

war der Durchmesser des Strahlenbündels und der Abstand seines Mittelpunktes vom oberen Rande der *Al*-Elektrode etwas kleiner als beim Austrittsfenster; zum Ausgleich wurde mit dem mittleren Abstand in der Kammermitte gerechnet. Die Einjustierung wurde sorgsam mit Hilfe des Fluoreszenzschirmes durchgeführt. — Die Oberfläche der übergeschobenen *Al*-Elektrode lag in jedem Falle um $\varepsilon = 0{,}5$ mm über der Oberfläche der Stahlelektrode, deren Radius $r = 1$ mm betrug.

Daß bei Änderung der Abstände a, ebenso wie auch mit und ohne übergeschobene *Al*-Elektroden die Kapazität verschieden war, spielte vermöge der Meßmethode mit Hilfe des Harms-Kondensators keine Rolle (3d).

2. Für eine Meßreihe diente als Meßgerät ein großes Eichstandgerät mit graphitierten Zellophanfenstern von 0,2 mm Dicke. Seine Zylinderkammer besaß 30 cm Länge und 13 cm Durchmesser. Durch eine Blende von 6 mm Durchmesser, die in 68 cm Fokusabstand stand, trat das Strahlenbündel in die Kammer und durchlief sie genau waagerecht längs der Kammerachse. Die Elektrode bildete hier ein Aluminiumdraht von 0,5 mm Durchmesser, der wie bei allen Eichstandgeräten (3) an einem *Al*-Bügel ausgespannt war und über dem Strahlenbündel parallel zu diesem verlief. In den Elektronmetallzylinder an der unteren Seite der Kammer konnte in üblicher Weise (3) ein Radiumnormalpräparat eingeführt werden.

Über die Elektrode von 0,5 mm Durchmesser konnte eine hohle *Al*-Elektrode von 10,4 mm Durchmesser geschoben werden. Um zu vermeiden, daß bei Verwendung des Radiumpräparates in dem Elektronmetallzylinder der Ionisationskammer die β-Strahlen durch die dicke Elektrode stärker abgefangen werden als durch die dünne, ließ sich eine Zylinderkammer von 9,6 cm Länge und 10,8 cm Durchmesser an das Eichstandgerät anschrauben, deren Innenelektrode mit derjenigen des Eichstandgerätes in Verbindung kam. Diese Zylinderkammer besaß einen eben solchen Elektronmetallzylinder wie das Eichstandgerät, und das Normalpräparat konnte auch in diesen eingesetzt werden. So konnte diese Zylinderkammer als Stromnormal dienen. Die Meßmethode wird unter II. eingehend besprochen werden.

II. Die Messungen

Über die verwendeten Strahlengemische gibt Tabelle II Aufschluß. Die kV-Zahl wurde mit einer Kugelfunkenstrecke bestimmt, deren Kugeln 12,5 cm Durchmesser besaßen.

Tabelle II

Die verwendeten Strahlengemische

kV	Filter in mm *Cu*	Halbwertschicht in mm *Cu*
60	—	0,023
70	—	0,027
80	—	0,051
90	—	0,055
100	0,1	0,163
110	0,25	0,318
120	0,5	0,554
130	0,75	0,733
140	1,0	0,964
150	1,15	1,107
160	1,3	1,309
170	1,55	1,532
180	2,0	1,954

Über den Gang der Messung gibt ein Beispiel Aufschluß (Tabelle III). Die Reihenfolge der Beobachtungen war $a, b, c \ldots f$. Nach je zwei Abläufen des Elektrometers durch Röntgenstrahlenionisation wurde der entsprechende Voltwert bestimmt und anschließend die Elektrode ausgewechselt. So ergaben sich für jede Elektrode drei Voltwerte, aus deren Mittel die Differenz der Ionisation in Prozenten folgte.

Diese beobachteten Werte beziehen sich auf den Ionisationsunterschied zwischen dicker und dünner Elektrode, während es auf denjenigen zwischen der dicken Elektrode und einer unendlich dünnen Elektrode ankommt. Wir haben daher eine Korrektur anzubringen, die aus zwei Schritten besteht.

Nach Fig. 2 lagen beide Elektroden nicht koaxial. Da für die Zahl der von der Elektrode abgefangenen Primärelektronenbahnen der

Tabelle III

Beobachtungsbeispiel für 120 kV + 0,5 mm *Cu*;
$R = 10{,}2$ mm $a = 11{,}4$ mm

	Dünne Elektrode			Dicke Elektrode	
	Skalenteile	Volt		Skalenteile	Volt
a)	51,8		b)	45,2	
	52,0			45,2	
Mittel:	51,90	92,1		45,20	89,0
c)	51,9		d)	45,1	
	51,9			45,4	
Mittel:	51,90	92,1		45,25	89,1
e)	51,7		f)	45,3	
	51,8			45,1	
Mittel:	51,75	92,0		45,20	89,1
	Mittel:	92,07			89,07

$$\Delta = 92{,}07 - 89{,}07 = 3{,}00$$
$$\Delta \text{ Proz.} = 3{,}26 \text{ Proz.}$$

Winkel maßgebend ist, unter dem der Elektrodendurchmesser von der Mitte des Röntgenstrahlenbündels aus gesehen wird, so wäre nahezu derselbe Ionisationsausfall beobachtet worden, wenn die dünne Elektrode zwar der großen Elektrode koaxial gestanden hätte, dafür aber statt des wirklichen Radius r den entsprechend größeren Radius

$$\varrho = r \cdot \frac{a + R}{a + \varepsilon + r} \qquad (1)$$

besessen hätte (Fig. 3).

Nehmen wir weiterhin an, daß für zwei koaxiale Elektroden der Ionisationsausfall deren Radius proportional ist, so ergibt sich aus dem Ionisationsausfall Δ_b, den man aus den Beobachtungen mit den beiden Elektroden erhält, der wahre Ionisationsausfall durch die dicke Elektrode vom Radius R allein offenbar zu

$$\Delta_w = \Delta_b \cdot \frac{R}{R - \varrho}. \qquad (2)$$

Diese Korrektur wurde an allen Beobachtungen Δ_b angebracht. Da sie indessen nur eine Näherung darstellt, so soll gezeigt werden, daß sie ausreicht.

Aus den Messungen von Küstner (2) an der Riesenfaßkammer läßt sich abschätzen, welcher Bruchteil p der Gesamtionisation I_0 außerhalb eines Zylinders von gegebenem Radius stattfindet. Daraus folgt als Näherung für die Ionisation bei Messung mit der dünnen Elektrode vom Radius r, durch Ionisationsausfall im Bereiche $ABEF$ (Fig. 3):

$$I_r = I_0 \cdot \left[1 - \frac{r}{(a + \varepsilon + r)\pi} \cdot p_r\right], \qquad (3)$$

und entsprechend für eine mit der dicken Elektrode koaxiale Elektrode vom Radius ϱ durch Ionisationsausfall im Bereiche $CDEF$ (Fig. 3

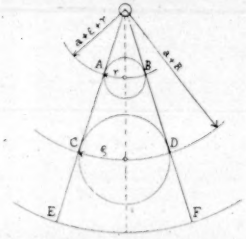


Fig. 3. Zur Umrechnung der Elektrodendicke vom Radius r auf ϱ.

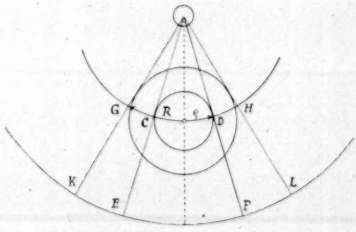


Fig. 4. Zur Reduktion auf unendlich dünne Vergleichselektrode.

und 4):

$$I_\varrho = I_0 \cdot \left[1 - \frac{\varrho}{(a + R)\pi} \cdot p_\varrho\right], \qquad (4)$$

während mit der dicken Elektrode vom Radius R durch Ausfall im Bereiche $GHKL$ (Fig. 4) die Ionisation

$$I_R = I_0 \cdot \left[1 - \frac{R}{(a + R)\pi} \cdot p_\varrho\right] \qquad (5)$$

gemessen wird.

Beobachtet wurde

$$\Delta_b = \frac{I_r - I_R}{I_r} = 1 - \frac{I_R}{I_r} = 1 - \frac{I_R}{I_\varrho} \cdot \frac{I_\varrho}{I_r}. \qquad (6)$$

Gesucht wird

$$\Delta_w = \frac{I_0 - I_R}{I_0} = 1 - \frac{I_R}{I_0}. \qquad (7)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\Delta_w}{\Delta_b} = \frac{1 - \frac{I_R}{I_0}}{1 - \frac{I_R}{I_\varrho} \cdot \frac{I_\varrho}{I_r}} = \frac{I_\varrho}{I_0} \cdot \frac{I_0 - I_R}{I_\varrho - I_R \cdot \frac{I_\varrho}{I_r}}. \qquad (8)$$

Setzen wir

$$\left.\begin{aligned} \frac{r}{(a+\varepsilon+r)\pi}\cdot(p_r-p_\varrho)&=\delta\,,\\ \frac{(a+R)\pi-R\cdot p_\varrho}{(R-\varrho)\cdot p_\varrho}\cdot\delta&=\eta_l\,,\\ -\frac{\varrho}{(a+R)\pi}\cdot p_\varrho&=\vartheta\,, \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

die, wie das Einsetzen der Zahlenwerte lehrt, klein gegen 1 sind, so folgt aus Gleichung (1), (3) und (4)

$$\frac{I_\varrho}{I_r}\sim 1+\delta\,,$$

und mit Hilfe von Gleichung (4), (5) und (9)

$$\frac{A_w}{A_b}=(1-\vartheta)\cdot\frac{I_\varrho-I_R}{I_\varrho-I_R-I_R\cdot\delta}$$

$$=(1-\vartheta)\cdot\frac{R}{(R-\varrho)\cdot(1-\eta_l)}$$

oder

$$A_w=A_b\cdot\frac{R}{R-\varrho}\cdot[1+(\eta_l-\vartheta)]\,. \qquad (10)$$

Setzen wir die Zahlenwerte ein, so zeigt sich, daß $(\eta_l-\vartheta)$ bei den vorliegenden Versuchen höchstens 0,05 wird. Rechnen wir also mit der Näherungsformel (2), so wird A_w ungünstigstenfalls um 5 Proz. seines Wertes zu klein, was aber innerhalb der Meßfehlergrenzen liegt.

Die Messungen an der *Al*-Kammer wurden in zwei Richtungen durchgeführt.

Einerseits wurde der Elektrodenabstand $a = 11{,}4$ mm von der Mitte des Röntgenstrahlenbündels festgehalten und die Dicke der Elektrode verändert: Die Ergebnisse zeigt Fig. 5. Man erkennt deutlich, daß der Ionisationsausfall mit der Dicke der Elektrode zunimmt.

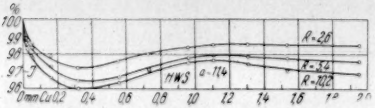


Fig. 5. Beobachtete Ionisation für verschieden dicke Elektroden in demselben Abstand in Abhängigkeit von der Halbwertschicht.

Andererseits wurde der Elektrodenradius $R = 5{,}4$ mm festgehalten und der Abstand a variiert: je kleiner a ist, desto größer wird der Ionisationsausfall (Fig. 6).

In beiden Figuren ist die Ionisation in Abhängigkeit von der Halbwertschicht der Strahlung in Kupfer aufgetragen, während Küstner seine Ergebnisse in Abhängigkeit von der kV-Zahl darstellt. Auch benutzte er wesentlich stärker homogenisierte Strahlungen. Läßt sich aus diesen Gründen der Gesamtverlauf der vorliegenden Kurven mit denen von Küstner auch nicht quantitativ vergleichen, so zeigt sich doch qualitativ die erwartete Übereinstimmung: es treten nicht allein die Minima und Maxima auf; ihre Lage verschiebt sich (Fig. 6) mit abnehmendem Elektrodenabstand, ebenso wie bei

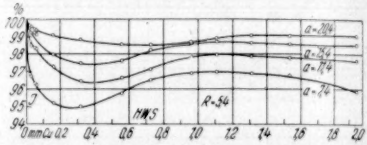


Fig. 6. Beobachtete Ionisation für Elektroden desselben Durchmessers in verschiedenem Abstande in Abhängigkeit von der Halbwertschicht.

Küstner mit abnehmendem Kammerdurchmesser, in Richtung weicherer Strahlen. Diese Verschiebung zeigt sich aber nicht in Fig. 5, wo der Abstand a festgehalten wurde: wie zu erwarten war, äußert sich der Einfluß der Elektrodendicke nur in verschiedener Größe des Effektes. Diese weitgehende Übereinstimmung mit den Küstnerschen Ergebnissen dürfte der beste Beweis für die richtige Deutung des beobachteten Effektes sein.

Schließlich wurden in Fig. 7 die Ergebnisse am Eichstandgerät denjenigen an der *Al*-Kammer gegenübergestellt, von denen nach den benutzten Radien und Abständen die beste Übereinstimmung zu erwarten gewesen wäre. Sie erscheint auch hinreichend befriedigend.

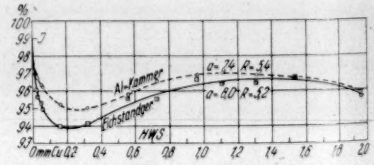


Fig. 7. Beobachtungen an *Al*-Kammer und Eichstandgerät.

Bei der hier am Eichstandgerät angewandten Meßmethode betrug die Kapazität bei dicker und dünner Elektrode C_R bzw. C_r. Das wurde folgendermaßen berücksichtigt:

Läßt man mit Hilfe des im zweiten Strahlenbündel stehenden Vergleichsgeräts gleiche Dosen auf das Eichstandgerät fallen, so sind die durch Trägerbildung entstandenen Elektrizitätsmengen

$$Q_R = C_R\cdot v_R$$

und

$$Q_r = C_r\cdot v_r\,,$$

deren Verhältnis

$$\frac{Q_R}{Q_r} = \frac{C_R}{C_r} \cdot \frac{v_R}{v_r} \tag{11}$$

bestimmt werden soll. Dabei sind v_R bzw. v_r die an sich unbekannten Spannungen, die den abgelesenen Skalenbereichen S_R und S_r entsprechen. Beträgt die Kapazitätserhöhung durch Ansetzen der Zylinderkammer C_z, deren β-Strahler bei beiden Elektroden immer denselben Strom i liefert, so ist

$$i = \frac{C_R + C_z}{T_R} \cdot v_R = \frac{C_r + C_z}{T_r} \cdot v_r , \tag{12}$$

wobei T_R bzw. T_r die für S_R bzw. S_r abgestoppten Zeiten sind. Um das Verhältnis der beiden Brüche zu ermitteln, nimmt man das Radiumpräparat aus der Zylinderkammer, setzt es in den Metallzylinder der Ionisationskammer und stoppt für irgendeinen bestimmten Skalenbereich unter Verwendung der dicken Elektrode mit und ohne Zylinderkammer die Ablaufzeiten t_{R+z} bzw. t_R. Dann erhält man das Kapazitätsverhältnis

$$\frac{C_R + C_z}{C_R} = \frac{t_{R+z}}{t_R} . \tag{13}$$

Unter Verwendung der dünnen Elektrode liefert der entsprechende Versuch

$$\frac{C_r + C_z}{C_r} = \frac{t_{r+z}}{t_r} . \tag{14}$$

Aus Gleichung (11) bis (14) ergibt sich dann für das gesuchte Ionisationsverhältnis aus 6 Zeitmessungen

$$\frac{Q_R}{Q_r} = \frac{T_R}{T_r} \cdot \frac{t_R}{t_r} \cdot \frac{t_{r+z}}{t_{R+z}} . \tag{15}$$

III. Vergleich der Ergebnisse mit Werten, die aus Küstners Faßkammermessungen folgen

Aus den Messungen von Küstner (Fig. 1) geht hervor, welcher Bruchteil der gesamten Träger bei einer bestimmten Strahlung außerhalb eines dem Strahlenbündel koaxialen Zylinders von gegebenem Durchmesser gebildet wird und welcher Bruchteil innerhalb desselben. Im Minimum entstehen beispielsweise außerhalb eines Zylinders von 10 mm Radius ($\varnothing = 2$ cm) etwa $p = 36$ Proz., innerhalb 64 Proz. aller Träger. Stellen wir diese p-Werte sowohl für die Minima wie für die Maxima in Abhängigkeit vom Radius A dar, so erhalten wir Fig. 8, aus der wir p für jeden beliebigen Radius entnehmen können. Nun waren die in der vorliegenden Untersuchung benutzten Strahlungen viel inhomogener als bei Küstner. Aus Fig. 12 seiner Untersuchung ergibt sich der leicht erklärliche Befund, daß bei inhomogeneren Strahlungen die Minima nach oben, die Maxima nach unten rücken. Wir benutzen daher die punktierten Kurven der Fig. 8 für das Folgende.

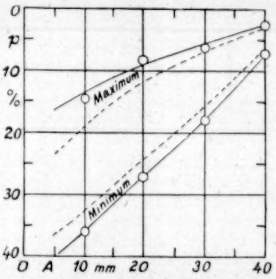


Fig. 8. Ionisationsausfall in Prozenten nach Küstner im Minimum und Maximum in Abhängigkeit vom Kammerradius.
Ausgezogen: Küstners Werte.
Gestrichelt: Korrigiert für inhomogenere Strahlungen.

Es entsteht nun die Frage, für welchen Abstand A wir das p aus Fig. 8 entnehmen sollen. In Fig. 9 ist die Elektrode vom Radius R dargestellt; bei C sei die Mitte des Röntgenstrahlenbündels. Am genauesten ergibt sich offenbar der Ausfall an Trägerbildung, wenn wir $A = x$ setzen, wobei x die Bedingung erfüllt, daß die

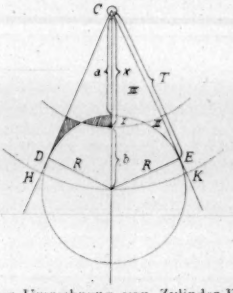


Fig. 9. Zur Umrechnung von Zylinder-Elektrode auf äquivalente Flächen-Elektrode.

beiden schraffierten Flächenstücke I und II einander gleich werden. Denn dann werden die für die Trägerbildung maßgebenden Flächen

$$I + III = II + III . \tag{16}$$

Setzen wir der Kürze halber

$$a + R = L$$

und

$$T = \sqrt{L^2 - R^2} , \tag{17}$$

so folgt aus

$$I + III = \frac{x^2}{2} \cdot \arcsin \frac{R}{L}$$

und

$$II + III = \frac{RT}{2} - \frac{R^2}{2} \cdot \arcsin \frac{T}{L}$$

$$x = \sqrt{\frac{RT - R^2 \cdot \arcsin \frac{T}{L}}{\arcsin \frac{R}{L}}}. \qquad (18)$$

Für alle in der vorliegenden Arbeit benutzten Werte von R und a liegen die Verhältnisse von

$$\frac{b}{R} = \frac{L - x}{R}$$

zwischen 0,81 und 0,85; der Kreis mit dem Radius x schneidet also die Elektrode immer recht dicht unter ihrer Oberfläche. Denken wir uns also die zylindrische Elektrode vom Radius R durch eine Elektrode ersetzt, die die Form eines gekrümmten Streifens mit dem Krümmungsradius x hat, so erhalten wir für den Ionisationsausfall

$$A_x = \frac{I_x}{I_0} = \frac{1}{\pi} \cdot \arcsin \frac{R}{L} \cdot \hat{p}_x. \qquad (19)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle IV zusammengestellt. Wie man erkennt, ist die Übereinstimmung mit den Beobachtungen ganz vorzüglich. Die größten Unterschiede, die zwischen Theorie und Beobachtung auftreten, sind 0,7 und 0,8 Proz.; alle übrigen Unterschiede liegen unter 0,4 Proz.

Tabelle IV

Ionisationsausfall in Prozenten, berechnet nach Küstners Material und beobachtet von Wehrheim, im Minimum und Maximum

R	a	Minimum		Maximum	
		Küstner	Wehrheim	Küstner	Wehrheim
2,6	11,4	1,9	2,7	1,0	0,3
5,4	11,4	3,2	3,5	1,8	2,0
10,2	11,4	4,8	4,1	2,6	2,3
5,4	7,4	4,7	5,0	2,8	3,0
5,4	11,4	3,2	3,6	1,8	2,0
5,4	15,4	2,3	2,6	1,2	1,3
5,4	20,4	1,5	1,5	0,7	0,9

Für die Praxis ist es bequemer, wenn man einerseits auf die Berechnung von x verzichtet und statt dessen das $\hat{p}$ für $A = a$ bestimmt, andererseits, statt den arc sin für den Bogen HK auszuwerten, mit 2 R rechnet. Dann wird

$$A_a = \frac{I_a}{I_0} = \frac{R}{L} \cdot \frac{\hat{p}_a}{\pi} = \frac{R}{R + a} \cdot \frac{\hat{p}_a}{\pi}. \qquad (20)$$

Da die hierdurch bedingten sehr kleinen Fehler in entgegengesetztem Sinne liegen, so ändern sich durch diese Vereinfachung die Ergebnisse der Tabelle IV um weniger als 0,5 Promille der Gesamtionisation. Die Formel (20) ist also für alle praktischen Fälle gut brauchbar.

Wenden wir sie auf die $^1/_2$ mm starke Elektrode des Eichstandgerätes an, so folgt aus

$$R = 0{,}25 \text{ mm} \quad \text{und} \quad a = 9 \text{ mm}$$

im Minimum

$$A_a = \frac{0{,}25}{9{,}25} \cdot \frac{0{,}333}{\pi} = 0{,}27 \text{ Proz.},$$

im Maximum

$$A_a = \frac{0{,}25}{9{,}25} \cdot \frac{0{,}200}{\pi} = 0{,}17 \text{ Proz.}$$

Der Einfluß der Elektrode ist hier also kleiner als 3 Promille.

Zusammenfassung

1. Durch Versuche, deren Ergebnisse mit der Theorie quantitativ und qualitativ sehr gut übereinstimmen, wird gezeigt, daß der Einfluß der Elektrodendicke und Elektrodenstellung für die genaue Absolutbestimmung der r-Einheit nicht vernachlässigt werden darf.
2. Der Einfluß beruht darauf, daß die Bahnen von Photoelektronen und Comptonelektronen ein vorzeitiges Ende auf der Elektrode finden können, und ist daher härteabhängig.
3. Es wird eine Formel angegeben, die den Einfluß der Elektrode weitgehend durch Korrektur auszuschalten erlaubt.
4. Bei den Küstnerschen Eichstandgeräten sowie bei seinen Messungen mit der Riesenfaßkammer liegt der Einfluß der Elektrode unter 3 Promille.

Die Arbeit wurde durch Herrn Prof. Küstner angeregt, dem ich für seine Förderung derselben herzlichst danke. Ebenso danke ich der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Überlassung der Stabilivoltanlage, der Röntgenröhre und der Ventilröhren.

Literaturverzeichnis

1) Richtlinien der internationalen Röntgenstrahleneinheitskommission. Fschr. Röntgenstr. **38**, 909, 1928.
2) H. Küstner, Ann. d. Phys. (5) **10**, 616, 1931.
3) H. Küstner, a) Strahlenther. **24**, 501, 1927; b) ebenda **26**, 397, 1927; c) Fschr. Röntgenstr. **17**, 158, 1926; d) Physik. Zeitschr. **28**, 797, 1927.
4) H. Küstner, Strahlenther. **29**, 745, 1928.
5) O. Berg, W. Schwerdtfeger und R. Thaller, Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonz. **3**, 162, 1924.
6) H. Behnken und R. Jaeger, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 563, 1926.
7) J. Schechtmann, Ann. d. Phys. (5) **5**, 153, 1930.
8) W. Roché, Ann. d. Phys. (5) **7**, 375, 1930.

Göttingen, Laboratorium für Medizinische Physik.

(Eingegangen 20. November 1937)

Die Dipolmomente ungesättigter Verbindungen. II[1])

Von Mary Gorman, Rose M. Davis und Paul M. Groß

Wenn auch bereits große Fortschritte in der Zuordnung der Dipolmomente organischer Verbindungen zu ihrer Struktur gemacht wurden, so blieb doch noch eine Reihe von Anomalien zu erklären. Ein Beispiel dafür sind die Momentwerte der ungesättigten Verbindungen vom Äthylen- und Azetylentyp. Wir zeigten in einer früheren Arbeit[2]), daß die beschränkte Zahl der damals bekannten Dipolwerte für die ungesättigten Verbindungen berechnet werden konnte, wenn man die üblichen Annahmen über die einzelnen Gruppenmomente machte und zusätzlich annahm, daß die *CH*-Gruppe in der Nachbarschaft einer Doppel- oder Dreifachbindung ein Gruppenmoment hat, dessen positives Ende nach dem Kohlenstoff zu und nicht, wie bei der alipathischen *CH*-Gruppe, gegen den Wasserstoff gerichtet ist.

Die vorliegende Arbeit soll zeigen, daß diese Annahme eines *CH*-Bindungsmomentes mit umgekehrter Polarität bei ungesättigten Verbindungen auch für die inzwischen veröffentlichten neuen Werte zweckmäßig ist. Wir möchten außerdem ihre Anwendbarkeit auf einige Kontrollbeispiele ungesättigter Verbindungen zeigen, die wir in letzter Zeit in unserem Laboratorium gemessen haben. Dies sind folgende Verbindungen: 1,1-Diphenyl-2,2-Dimethyläthylen, Phenyläthylen und die hoch- und niedrigschmelzenden Isomeren von β-Bromstyrol. Diese wurden zusammen mit Phenyljodazetylen sowohl in Benzol und Kohlenstoff-Tetrachlorid als Lösungsmitteln gemessen, um festzustellen, ob die anomalen Momente wenigstens zum Teil dem von Müller[3]) beschriebenen Lösungsmitteleffekt zuzuschreiben wären.

Darstellung und Reinigung der Substanzen

Benzol. Benzol von Kahlbaum wurde über P_2O_5 getrocknet und dann über frisch geschnittenem Natrium in einer langen Fraktioniervorlage destilliert. Ein großer Teil davon, d. h. alle Fraktionen, die zwischen 80,12 und 80,13° C überdestillierten, wurde verwendet. Die Dichten d_{30}^{30} der verschiedenen Fraktionen variierten zwischen 0,867801 und 0,868188, und die Brechungsindizes n_D^{30} von 1,49474 bis 1,49502.

Kohlenstoff-Tetrachlorid. Ein käufliches Produkt hoher Reinheit wurde getrocknet und zweimal in einer langen Duftonvorlage fraktioniert; die Fraktionen mit Siedepunkten zwischen 76,75 und 75,76° C wurden benutzt. d_{30}^{30} lag dabei zwischen 1,57411 und 1,57454, n_D^{30} zwischen 1,45459 und 1,45497.

1,1-Diphenyl-, 2,2-Dimethyläthylen. Diese Substanz wurde hergestellt durch Dehydrieren des entsprechenden Alkohols, der nach der Methode von Sabatier und Murat[1]) dargestellt war. Der Alkohol wurde bei Atmosphärendruck destilliert, dabei spaltet er Wasser ab und liefert den Kohlenwasserstoff. Nach vier fraktionierten Destillationen erhielten wir eine Menge von 40 g 1,1-Diphenyl-, 2,2-Dimethyläthylen, das zwischen 145,5 und 146,0° C unter 10 mm *Hg* überdestillierte. Diese Probe benutzten wir für die Messungen. Ihr Schmelzpunkt lag zwischen 11,2 und 11,3° C.

Phenyläthylen. Dies wurde dargestellt nach der in den Organic Syntheses[2]) angegebenen Methode. Es wurde durch Destillieren gereinigt; eine Probe mit dem Siedepunkt zwischen 53 und 54° C bei 29 mm *Hg* wurde benutzt; n_D^{30} hatte den Wert 1,5434.

β-Bromstyrol (hochschmelzendes Isomer). Dieser Stoff wurde aus Dibrom-Zimtsäure nach der Methode von Nef[3]) dargestellt und anschließend durch Rekristallisation aus Methylalkohol bei tiefen Temperaturen nach der Methode von Dufraisse[4]) gereinigt. Die Mutterlauge wurde von den Kristallen abgesaugt, während sie noch gekühlt waren. Nach 5 Kristallisationen wurden die Kristalle geschmolzen, der Methylalkohol abdestilliert und die Verbindung wieder unter vermindertem Druck fraktioniert. Nach drei weiteren Kristallisationen wurde wieder fraktioniert; die Verbindung zeigte jetzt keine weitere Änderung des Schmelzpunktes mehr. Die Darstellung und die Messungen mit diesem Stoff wurden im verdunkelten Raum ausgeführt, da er im Licht zu ungefähr 10 Proz. in das andere Isomer übergeht. Die Siedepunkte lagen zwischen 89,8 und 90,0° bei 7 mm *Hg*, die Schmelzpunkte zwischen 5,2 und 5,4° C.

β-Bromstyrol (niedrigschmelzendes Isomer). Nach der Methode von Dufraisse[4]) ist die Ausbeute an β-Bromstyrol sehr klein, deshalb benutzten wir folgende abgeänderte Methode: Ein großes Reagenzglas (400 mm lang und 42 mm Durchmesser) erhielt ungefähr 35 mm unter dem oberen Ende einen Kupferkühler.

1) Auszug aus einer Dissertation der Duke University.

2) de Bruyne, Davis und Groß, Physik. Zeitschr. **33**, 719, 1932.

3) Physik. Zeitschr. **34**, 689, 1933.

1) Bull. Soc. Chim. France **45**, 69, 1929.

2) Organic Syntheses, Vol. VIII, p. 84, 1928. John Wiley and Sons, Inc. New York.

3) Liebigs Ann. **308**, 267, 1899.

4) Ann. Chim. (95) **17**, 133, 1921.

Dieses Rohr könnte 40 g des Ausgangsmaterials ohne Verlust des Endproduktes aufnehmen. Gepulvertes Monobrombenzalacetophenon (Monobrom-Chalkon; 40 g) und gepulvertes *NaOH* (12 g) wurden in das Reagenzrohr gebracht, dieses im Wasserbad auf 70° bei dauerndem Rühren der Mischung erhitzt. Nach 10 Minuten Erwärmung wurde die Paste mit lauwarmem Wasser behandelt, abgekühlt, und mit Äther wurde das Öl abgetrennt. Die Ätherlösung wurde mit stark verdünnter Schwefelsäure geschüttelt, mit Wasser und Natriumbikarbonatlösung und destilliertem Wasser gewaschen und dann über Kalziumchlorid getrocknet. Der Äther wurde abdestilliert und die Verbindung gereinigt (Fraktionieren bei vermindertem Druck, Kristallisieren aus Alkohol und anschließend fraktionierte Kristallisation). Der Schmelzpunkt lag zwischen −8 und −7° C, $n_D^{22.2}$ hatte den Wert 1,60041. Wie im Falle des anderen Isomers wurde die Reinigung und die Messung im Dunkeln ausgeführt, um so weit wie möglich Umwandlung in das höher schmelzende Isomer zu vermeiden. Setzt man die Substanz dem Licht aus, so wandelt sie sich in das höher schmelzende Isomer um, bis ein Gleichgewicht zwischen den zwei Formen erreicht ist.

Phenyljodazetylen. Diese Substanz wurde nach der Methode von Nef[1]) aus Phenylazetylen hergestellt. Wir benutzten 21 g einer Probe mit Siedepunkt zwischen 117 und 118° (16 mm *Hg*) und Schmelzpunkt zwischen 16,5 und 17,0° C. Auch bei dieser Verbindung wurden alle Hantierungen im Dunkeln ausgeführt. Nef beobachtete, daß der Stoff, im Dunkeln aufbewahrt, bis auf die Verfärbung des Jodes ungeändert bleibt. Wir fanden, daß die Jodverfärbung auch im Dunkeln auftrat, wenn die Substanz als Flüssigkeit aufbewahrt wurde, nicht aber, wenn sie im festen Zustand aufgehoben wurde. Wegen dieser Lichtempfindlichkeit wurden die Messungen im verdunkelten Raum ausgeführt, und die Lösung erst unmittelbar vor Gebrauch hergestellt; die Substanz wurde bis 10 Minuten vor Herstellung in gefrorenem Zustand gehalten.

Methode

Apparatur und Meßmethode war im wesentlichen gegenüber der früher beschriebenen unverändert[2]).

Ergebnisse

Die Ergebnisse sind in der Tabelle I zusammengestellt. Es bedeuten: f_2 den Molenbruch des gelösten Stoffes, $d_4^{30°}$ die Dichte bei 30°, ε die Dielektrizitätskonstante, P_2 die Gesamtpolarisation des gelösten Stoffes, n_D den Brechungsindex für die *Na-D*-Linie, R_2 die Molekularrefraktion des gelösten Stoffes, R_2' die Molekularrefraktion aus den Atomrefraktionen berechnet, P_0 die Orientierungspolarisation, μ das Dipolmoment in Debye-Einheiten.

Zur Zeit unserer vorigen Veröffentlichung war es noch zweifelhaft, ob Phenyläthylen das Moment Null oder ein endliches Moment hat. Das vorliegende Ergebnis $\mu = 0{,}37\ D$ weist darauf hin, daß ein kleines Moment vorliegt und nicht das Moment Null, das man auf Grund der älteren Annahme, nach der die *CH*-Gruppe in ungesättigten aliphatischen Verbindungen das Moment Null haben soll, erwarten mußte. Nach Beginn der vorliegenden Messungen wurde von Otto und Wenzke[2]) ein Wert von 0,37 *D* in Übereinstimmung mit unserem Ergebnis gefunden.

In unserer vorigen Arbeit erwähnten wir die Möglichkeit, daß ein Wert des Momentes der Methylgruppe, der kleiner ist als der für Toluol (0,4 *D*), eine Darstellung der Momente ungesättigter Verbindungen mit Methylgruppen, die einer Doppelbindung benachbart sind, ermöglichen würde. Unsere Messungen an 1,1-Diphenyl, 2,2-Dimethyläthylen wurden zur Prüfung dieser Anschauung unternommen. Der beobachtete Wert 0,5–0,6 *D* läßt erkennen, daß dieser Erniedrigungseffekt nicht reell ist. In Wirklichkeit ist der beobachtete Wert etwas höher als der, den man aus der Resultante von 2 Momenten von Methylgruppen, die einen Winkel von 109° bilden, berechnen würde. Dieser Unterschied liegt wahrscheinlich innerhalb der Fehlergrenze, die bei der Lösungsmethode für kleine Momente sehr weit ist. Es ist jedoch klar, daß die Verbindung ein Moment von ungefähr der erwarteten Größe aufweist.

Durch die Messungen an Phenyljodazetylen sollte der Einfluß einer Dreifachbindung auf das Gruppenmoment bestimmt werden. Wir fanden den Wert $\mu = 0{,}63\ D$, der in guter Übereinstimmung mit dem Wert von Wilson und Wenzke[2]) ist, den sie in Benzol bestimmten. Wegen des Lösungsmitteleffektes bestimmten wir das Moment sowohl in Tetrachlorkohlenstoff wie in Benzol. Für beide Lösungsmittel stimmten die Werte überein; das bedeutet, daß ein besonderer Lösungsmitteleinfluß, wie er manchmal bei Benzol auftritt, nicht die Erklärung dafür sein kann, daß das Moment soviel kleiner ist wie für Jodbenzol ($\mu = 1{,}3\ D$).

1) Liebigs Ann. **308**, 293, 1899.
2) de Bruyne, Davis und Groß, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 3936, 1933.

1) Journ. Amer. Chem. Soc. **57**, 294, 1935.
2) Journ. Amer. Chem. Soc. **56**, 2025, 1934.

Tabelle I

f_2	$d_4^{20°}$	ε	P_2	n_D	R_2
1,1 Diphenyl 2,2 Dimethyläthylen in Benzol					
0,0000	0,868167	2,2627		1,49483	
0,003878	0,869266	2,26565	74,11	1,49569	71,89
0,007519	0,870397	2,27003	76,42	1,49711	74,62
0,011571	0,871578	2,27419	76,76	1,49824	74,19
0,015074	0,873441	2,27725	74,49	1,49999	71,97
P_2^∞ = (Mittel) = 75,4 R_2 (ber.) = 68 R_2 (beob.) = 69,95 (1) $\mu = 0,51\,D$.					
1,1 Diphenyl 2,2 Dimethyläthylen in Kohlenstoff-Tetrachlorid					
0,0000	1,57454	2,2157		1,45437	
0,005758	1,56745	2,22184	78,30	1,45677	
0,011396	1,56112	2,22872	78,58	1,45847	
0,016798	1,55458	2,23474	78,74	1,46016	
0,023368	1,54684	2,24208	78,87	1,46195	
$P_2^\infty = 78,6$, $R_2 = 69,96$, $\mu = 0,65D$.					
Phenyläthylen in Benzol					
0,00000	0,868030	2,26270		1,49473	
0,005699	0,868266	2,26401	37,56	1,49483	34,50
0,010844	0,86828	2,26499	37,95	1,49499	35,53
0,017277	0,868587	2,26564	37,05	1,49521	35,15
0,022973	0,868716	2,26618	36,86	1,49549	35,15
$P_2^\infty = 37,9$, R_2 (berechn.) = 35,1 , R_2 (Mittel) = 35,15 , $\mu = 0,37\,D$.					
Phenyläthylen in Kohlenstoff-Tetrachlorid					
0,00000	1,57411	2,2157			
0,005937	1,56948	2,21744	37,87		
0,011932	1,56463	2,21908	37,97		
0,017809	1,55971	2,22071	38,22		
0,023273	1,55520	2,22137	37,51		
P_2^∞ (Mittel) = 37,9 , R_2 (berechn.) = 35,1 , $\mu = 0,37\,D$.					
β-Bromstyrol (Hochschmelzendes Isomer) in Benzol					
0,00000	0,868114	2,2627		1,49493	
0,004062	0,871315	2,27917		1,49549	43,87
0,008126	0,874538	2,29302	93,27	1,49625	44,87
0,011563	0,877318	2,30458	91,37	1,49702	45,48
0,015638	0,880366	2,31865	91,00	1,49758	45,34
P_2^∞ (extrap.) = 91,88 , R_2 (berechn.) = 42,8 , R_2 (extrap.) = 43 , $\mu = 1,54\,D$.					
β-Bromstyrol (Hochschmelzendes Isomer) in Kohlenstoff-Tetrachlorid					
0,0000	1,57427	2,2157			
0,004597	1,57353	2,23052	89,62		
0,008275	1,57279	2,24291	90,76		
0,011780	1,57228	2,25395	89,82		
0,015985	1,57145	2,26722	89,30		
P_2^∞ extrap.) = 91 , R_2 (berechn.) 42,8 , $\mu = 1,53\,D$.					
β-Bromstyrol (Niedrigschmelzendes Isomer) in Benzol					
0,0000	0,86791	2,2627		1,49464	
0,001900	0,86929	2,26707	72,5	1,49530	44,4
0,001961	0,86949	2,26761	74,8	1,49493	43,6
0,003858	0,87109	2,27424	81,5	1,49521	43,2
0,004068	0,87103	2,27253	73,9	1,49578	45,9
0,005948	0,87276	2,28097	82,9	1,49559	44,0
0,006854	0,87324	2,28315	79,6	1,49597	43,7
0,007804	0,87285	2,28727	89,41	1,49569	48,3
$P_2^\infty = 69,0$, R_2 (extrap.) = 41,5 , $R_2' = 42,8$, $\mu = 1,12\,D$					

Tabelle I (Fortsetzung)

f_2	$d_4^{20°}$	ε	P_2	n_D	R_2
β-Bromstyrol (Niedrigschmelzendes Isomer) in Kohlenstoff-Tetrachlorid					
0,000	1,57414	2,2157		1,45427	
0,002985	1,57361	2,22425	84,9	1,45487	44,6
0,002991	1,57403	2,22477	86,1	1,45537	40,7
0,006024	1,57353	2,23155	79,7	1,45567	40,0
0,006036	1,57315	2,23258	82,5	1,45537	43,5
0,008914	1,57278	2,24060	82,2	1,45617	44,8
0,008945	1,57283	2,23907	76,4	1,45667	39,4
0,011747	1,57203	2,24818	82,2	1,45687	45,7
0,012137	1,57224	2,24817	80,7	1,45737	44,6
$P_2^\infty = 82$, R_2 (extrap.) = 41,4 , $R_2' = 42,8$, $\mu = 1,38\,D$.					
Phenyljodacetylen in Benzol					
0,00000	0,867877	2,2627		1,49474	
0,002925	0,871797	2,26631	54,86	1,49549	47,40
0,006131	0,875786	2,26981	55,30	1,49644	49,94
0,009060	0,879518	2,27298	55,06	1,49711	49,38
0,011865	0,883194	2,27702	56,42	1,49805	50,44
$P_2^\infty = 54$, $R_2 = 46$, $\mu = 0,63\,D$.					
Phenyljodazetylen in Kohlenstoff-Tetrachlorid					
0,0000	1,57454	2,2157			
0,003014	1,57529	2,21942	57,72		
0,005829	1,57587	2,22302	58,40		
0,008778	1,57702	2,22696	57,84		
0,011988	1,57683	2,23144	59,98		
$P_2^\infty = 54$, $R_2 = 46$, $\mu = 0,63\,D$.					

Wenzke und Mitarbeiter und andere haben eine große Zahl von Momenten für ungesättigte Verbindungen des Azetylen- und Äthylentyps bestimmt. Dieses neue experimentelle Material ermöglicht eine ausgezeichnete Prüfung unseres Vorschlags, daß das *CH*-Gruppenmoment umgekehrte Richtung hat. In Tabelle II haben wir eine Reihe dieser Verbindungen zusammengestellt. Die erste Spalte enthält die beobachteten Momente, die zweite die auf Grund der Annahme berechneten, daß die *CH*-Gruppe das Moment Null hat, wenn das Kohlenstoffatom an ein anderes Kohlenstoffatom doppelt oder dreifach gebunden ist. Die dritte Spalte gibt die Werte, die unter unserer neuen Annahme — das *CH*-Bindungsmoment zeigt mit seinem positiven Ende gegen das Kohlenstoffatom und sein Wert ist ungefähr 0,5 *D* — berechnet wurde. Die Wahl dieses Wertes wurde in unserer vorigen Arbeit begründet. Das Moment einer Phenylgruppe wird in allen Fällen zu Null angenommen. Die anderen Gruppenmomente folgen aus den Beobachtungen am Monobenzolderivat der betreffenden Gruppe. Soweit nichts bemerkt ist, sind die Beobachtungswerte aus der Zusammenstellung von Fuchs und Wolf entnommen worden[1]). Von der ersten Gruppe wurden

1) Hand- und Jahrbuch der Chemischen Physik. **6**. IB. Leipzig 1935.

Tabelle II

	μ		
	beobachtet	berechnet	
	I	II	III
Phenyläthylen $(C_6H_5)HC=CH_2$	0,37[1]	0	0,5
α-Dimethyl-Styrol $(C_6H_5)(CH_3)C=CHCH_3$	0,8[2]	0 oder 0,6	0,5 oder 1,05
p-Chlor-Phenyläthylen $(ClC_6H_4)HC=CH_2$	1,28[3]	1,55	1,05
p-Brom-α-Methylstyrol $(BrC_6H_4)(CH_3)C=CH_2$	1,45[2]	1,68	1,55
1,1 Diphenyl 2,2 Dimethyläthylen $(C_6H_5)_2C=C(CH_3)_2$	0,58[1]	0,43	0,43
p-Methylphenyläthylen $(CH_3C_6H_4)HC=CH_2$	0,63[3]	0,37	0,87
Phenylacetylen $(C_6H_5C\equiv CH$	0,57	—	—
p-Chlorphenylacetylen $(ClC_6H_4)C\equiv CH$	0,96	1,55	0,98
Phenylchloracetylen $C_6H_5C\equiv CCl$	1,26[4]	—	—
Phenylbromacetylen $C_6H_5C\equiv CBr$	0,85	—	—
Phenyljodacetylen $C_6H_5C\equiv CI$	0,02[1]	—	—
p-Nitrophenylacetylen $(NO_2C_6H_4)C\equiv CH$	3,50	3,95	3,38
p-Methylphenylacetylen $(CH_3C_6H_4)C\equiv CH$	1,01	0,37	0,94
p-Methylphenylchloracetylen $(CH_3C_6H_4)C\equiv CCl$	1,90	1,93	1,93
p-Methylphenylbromacetylen $(CH_3C_6H_4)C\equiv CBr$	1,27	1,27	1,22
p-Nitrophenylbromacetylen $(NO_2C_6H_4)C\equiv CBr$	3,27	3,10	3,10
p-Methylphenyljodacetylen $(CH_3C_6H_4)C\equiv CI$	0,97	0,25(+I)	0,99
p-Chlorphenyljodacetylen $(ClC_6H_4)C\equiv CI$	1,06	2,17(+I)	0,93
p-Nitrophenyljodacetylen $(NO_2C_6H_4)C\equiv CI$	3,80	4,57(+I)	3,29
Propylen $CH_3CH=CH_2$	0,4	0,37	0,87

1) Vorliegende Messungen.
2) Bergmann und Weizmann, Trans. Far. Soc. **32**, S. 1328, 1936.
3) Otto und Wenzke, Jour. Chem. Soc. **57**, S. 294, 1935.
4) Bergmann, Jour. Chem. Soc. S. 402, 1936.

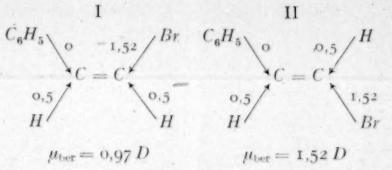
Phenyläthylen und 1,1-Diphenyl, 2,2-Dimethyläthylen bereits besprochen. Beim α-Dimethylstyrol könnte sich das Moment auf beide Isomeren beziehen. Das eine hat sein Wasserstoffatom am β-Kohlenstoff, es ist in trans-Stellung gegenüber der Methylgruppe am α-Kohlenstoff; sein Moment sollte auf Grund der hier vorgeschlagenen Annahmen das Moment 1,05 haben, die alten Anschauungen würden den Wert 0,6 ergeben. Das andere Isomer hat den β-Wasserstoff in cis-Stellung zur α-Methylgruppe. Unsere vorliegende Auffassung würde das Moment 0,5 ergeben, die älteren Anschauungen liefern den Wert Null. Wäre die gemessene Substanz eine Mischung von cis und trans zu etwa gleichen Teilen, müßte man ein Moment zwischen 0,5 und 1,05 beobachten. Die Beobachtungen für die übrigen Verbindungen dieser Gruppe von Äthylenderivaten können mit besserer Annäherung auf Grund der neuen Anschauungen berechnet werden als auf Grund der alten.

Die zweite Gruppe von Verbindungen sind Azetylenderivate. Da die Substitution des Azetylenwasserstoffs in allen Fällen zu einem niedrigeren Wert als bei dem betreffenden Benzolmonoderivat führt, ist es klar, daß irgendeine Art von Wechselwirkung zwischen dem Halogen oder einem anderen Substituenten und der Dreifachbindung auftritt, welche ein viel kleineres Moment ergibt. Wir wollen hier nicht die verschiedenen Erklärungen diskutieren, die für diese verkleinerten Momente gegeben wurden, und die auch Resonanz- und Induktionseffekte mit einschließen. Statt dessen wollen wir annehmen, daß das Moment des Monoazetylenderivates den Wert der Gruppe $-C_6H_4C\equiv C-X$ in den betreffenden Verbindungen habe; das Gesamtmoment wird dann mit den üblichen Werten der Gruppenmomente berechnet. Z. B. benutzen wir den Wert 0,57, wenn X ein Wasserstoffatom ist. Die so berechneten Werte sind in Spalte 3 angegeben; die Übereinstimmung ist wieder besser als in der zweiten Spalte, wo das Moment Null für die CH-Gruppe benutzt wurde. Die letzten 3 Verbindungen dieser Gruppe sollen zeigen, daß es eine vernünftige Annahme ist, wenn man die Werte der Monophenylazetylenderivate $(C_6H_5C\equiv CX)$ für die Gruppenmomente der Gruppe $-C\equiv C-X$ zugrunde legt. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung gut, besonders in den letzten 2 Fällen.

Die nächste Gruppe von Verbindungen umfaßt solche, bei denen das Atom X Jod ist. Zur Darstellung dieser Werte nahm man zuweilen an, daß dieses Jod in unmittelbarer Nachbarschaft der Dreifachbindung positiv statt negativ gegen das Kohlenstoffatom ist, so daß infolgedessen bei diesen Verbindungen der CJ-Dipol mit dem positiven Ende gegen das Jodatom hin zeigt. Die Werte in der zweiten Spalte, die mit $(+J)$ bezeichnet sind, wurden unter dieser Annahme berechnet. Sie stimmen überhaupt nicht mit den Beobachtungen überein. Die Werte, die mit dem Gruppenmoment 0,62 (aus den Beobachtungen an Phenyljodazetylen) berechnet wurden, wobei sie das übliche Vorzeichen für Kohlenstoffhalogenmomente erhielten, und wobei die normalen Gruppenwerte für Parasubstituenten zugrunde gelegt wurden, geben gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Diese Messungen liefern also keinen Beweis für einen positiven Charakter des Jodes in diesen Azetylenderivaten mit Ausnahme der Tatsache, daß das Kohlenstoffjodmoment im Phenyljodazetylen kleiner ist.

Das Moment der zuletzt aufgeführten Verbindung kann besser unter der Annahme des Wertes Null für die CH-Bindung dargestellt werden als auf Grund der hier von uns vorgeschlagenen Anschauung. Die Tatsache dieser Ausnahme, die durch gute, verläßliche Messungen belegt ist, führt dazu, festzustellen, daß die Verwendung von Gruppenmomentwerten bestenfalls eine Annäherung bedeutet, besonders gilt dies für Moleküle mit wenig Atomen. Die Verwendbarkeit von Gruppenmomenten ist durch die große Ausdehnung vieler der fraglichen Moleküle möglich und durch den verhältnismäßig großen Abstand der polaren Gruppen. Es soll darauf hingewiesen werden, daß die Forderung einer umgekehrten Polarität der CH-Gruppe, die wir hier vorgeschlagen haben, nicht aufgestellt worden ist, um eine Erklärung dieser anomalen Momente zu geben, sondern nur als Versuch einer gemeinsamen Darstellung und als Hilfe bei der Verwendung der Dipolwerte für Strukturbestimmungen.

Im Hinblick darauf wollen wir jetzt voraussetzen, daß unsere Annahmen richtig sind, und wollen die gemessenen Werte der zwei Isomeren von β-Bromstyrol benutzen, um ihre Molekülanordnung festzulegen. Die zwei Isomeren könnten Konfigurationen haben, wie sie in I. und II. dargestellt sind.



Die Momentvektoren würden danach nach Richtung und Größe sich so verhalten, wie wir das eingezeichnet haben. Daraus ergeben sich Momentwerte, die wir darunter geschrieben haben. Da beim hochschmelzenden Isomer ein Moment von 1,53 D beobachtet wurde, muß man es mit der Konfiguration II identifizieren. Das niedrigschmelzende Isomer hat in Benzol das Moment 1,12 und in CCl_4 1,38, d. h. es entspricht Konfiguration I. Die Momentwerte für die niedrigschmelzende Form stimmen nicht besonders gut mit dem berechneten Wert von 0,97 überein; wahrscheinlich ist der Grund dafür, daß der Substanz eine kleine Menge des höheren Isomers beigemischt ist. Wenn auch alle Vorsichtsmaßregeln angewandt wurden, um eine Einwirkung des Lichtes (Umwandlung in die andere Form) zu vermeiden, so ist es doch wahrscheinlich, daß zu einem gewissen Grade eine Umwandlung in Richtung des Gleichgewichts eintritt. Nach Dufraise[1]) entspricht die Gleichgewichtskonzentration 90 Proz. höherschmelzendes Isomer und 10 Proz. niedrigschmelzendes Isomer; d. h. das Gleichgewicht liegt in Richtung des hochschmelzenden. Das ist wahrscheinlich der Grund für die gute Übereinstimmung zwischen berechnetem Wert und Beobachtung bei der hochschmelzenden Form und für die weniger gute Übereinstimmung bei der anderen. Im letzteren Fall würde jede Verunreinigung mit dem Isomer mit dem viel höheren Moment die beobachteten Werte erhöhen. Der Unterschied der Werte in den zwei Lösungsmitteln ist vermutlich nicht reell, sondern ist viel wahrscheinlicher auf eine verschieden starke Umwandlung gegen das Gleichgewicht hin zurückzuführen.

1) A. a. O.

Durham (USA.), Chemisches Laboratorium der Duke-Universität.

(Eingegangen 2. Oktober 1937)

Über die Dispersion des Ultraschalls in Flüssigkeiten

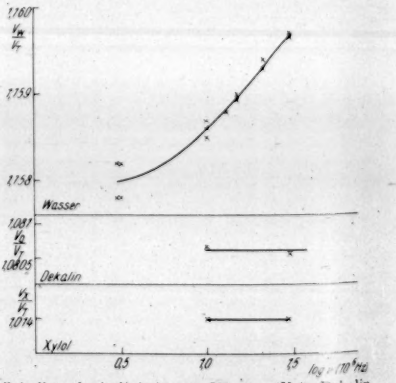
Von A. K. Dutta

Während der letzten Jahre wurde festgestellt, daß die Geschwindigkeit von Ultraschallwellen in einem Gas sich mit der Frequenz ändert. Diese Dispersion der Schallwellen in Gasen findet im allgemeinen bei Frequenzen von etwa 10^5 Hz statt. Kneser und andere[1]) haben diese Erscheinung durch eine Verzögerung der Einstellung des Gleichgewichts zwischen den verschiedenen Bewegungsarten der Moleküle erklärt.

Verschiedene Forscher[2]) haben seitdem versucht, eine Schalldispersion in Flüssigkeiten nachzuweisen. Die bisher erhaltenen Ergebnisse sind aber noch in keiner Weise endgültig. Auf Anregung von Herrn Prof. Debye habe ich seit kurzem das Problem der Ultraschalldispersion aufgenommen. Die Untersuchung wurde grundsätzlich so vorgenommen, daß die Geschwindigkeiten zweier verschiedener Flüssigkeiten in einem Frequenzbereich von 10^6 Hz bis $3 \cdot 10^7$ Hz miteinander verglichen wurden.

Zu diesem Zweck wurden die Abstände der Beugungsstreifen verglichen, die für irgendzwei Flüssigkeiten nach der Methode von Debye und Sears erzeugt wurden. Mittels der Teile eines großen Zeißschen Spektrographen wurde die Beugungserscheinung photographiert, wobei die Brennweite der Kamera 85 cm betrug. Dadurch erhielt man verhältnismäßig große Streifenabstände. Bei einer Frequenz von $3 \cdot 10^7$ Hz waren die Abstände zweier Streifen der 1. Ordnung in verschiedenen Flüssigkeiten von der Größenordnung von 2 cm. Die Linien wurden mit einem Zeiß-Komparator ausgemessen, wobei $^1/_{1000}$ mm ohne Schwierigkeit abgelesen werden konnte. Das liefert in allen Fällen eine Genauigkeit von 10^{-4}. Um scharfe Linien zu erhalten, wurden die Aufnahmen unter solchen Bedingungen gemacht, daß nur die 1. Ordnung des Beugungsspektrums auf der Platte erschien. Nur bei der niedrigsten Frequenz wurde auch die 2. und 3. Ordnung photographiert, um möglichst große Abstände messen zu können. Besonders wurde darauf geachtet, daß die optischen Bedingungen für eine Reihe von Aufnahmen über den ganzen Frequenzbereich dieselben blieben.

Die Frequenz mußte während der Zeit, die für die Aufnahmen bei zwei verschiedenen Flüssigkeiten notwendig war, konstant gehalten werden. Ebenso mußte die Temperatur genau kontrolliert werden. Das wurde in folgender Weise erreicht. Die untersuchten Flüssigkeiten waren in einem Gefäß mit planparallelen Glaswänden. Das Gefäß befand sich in einem Wasserbad mit ebenfalls planparallelen Glasfenstern. Innerhalb des Gefäßes, das die zu untersuchende Flüssigkeit enthielt, war ein kleines Metallgefäß mit einem Aluminiumfenster angebracht. Dieses enthielt den in Xylol eingetauchten Schwingquarz, der im allgemeinen durch indirekte Koppelung erregt wurde. Da der Schwingquarz immer im gleichen Medium war, konnte jede beliebige Frequenz konstant gehalten werden, ohne daß der Wechsel der zu untersuchenden Flüssigkeiten störte. Durch die Messung der Stromstärke in einem Wellenmesser in bestimmter Entfernung wurde nachgeprüft, daß eine einmal eingestellte Frequenz während eines Tages mit einer etwas höheren Genauigkeit als 10^{-4} konstant gehalten werden konnte. Die Temperatur der Flüssigkeit wurde eine Stunde nach der Erregung des Quarzes konstant. Sie wurde mit einem Beckmann-Thermometer gemessen. Durch eine Heizvorrichtung mit Kontaktthermometer im Wasserbad und geeignete Abdeckung des Versuchsgefäßes konnte die Temperatur einreguliert werden, und zwar während einer Meßreihe mit verschiedenen Frequenzen immer auf den gleichen Wert von 27° C mit einer Genauigkeit von 0,01° C. Die dieser Temperaturänderung entsprechende Ungenauigkeit in der Geschwindigkeit ist von der Größenordnung 10^{-5}. Weiter wurde beobachtet, daß in



Schallgeschwindigkeit von Wasser (V_W), Dekalin (V_D) und Xylol (V_X) im Verhältnis zur Geschwindigkeit in Toluol (V_T).

1) K. F. Herzfeld und F. C. Rice, Phys. Rev. **31**, 691, 1928; H. O. Kneser, Ann. d. Phys. **11**, 761, 1931.

2) S. Parthasarathy, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **4**, 17, 1936; E. Hiedemann, N. Seifen und E. Schreuer, Naturwiss. **24**, 681, 1936.

verschiedenen Teilen der Flüssigkeit die Temperatur mit derselben Genauigkeit die gleiche war.

Der beobachtete Effekt ist ein allmähliches Ansteigen des Abstandsverhältnisses $\frac{d_{\text{Toluol}}}{d_{\text{Wasser}}}$ mit wachsender Frequenz. Die gesamte Zunahme betrug rund 1,5 Promille bei Veränderung der Frequenz von $3 \cdot 10^6$ Hz bis $3 \cdot 10^7$ Hz, wie man aus der Figur entnimmt. Dieses Ergebnis kann nur als Abnahme der Geschwindigkeit in Toluol mit wachsender Frequenz oder Zunahme der Geschwindigkeit in Wasser interpretiert werden. Eine Geschwindigkeitsabnahme in Flüssigkeiten bei steigender Frequenz kann kaum erwartet werden. Daher sind wir geneigt anzunehmen, daß die Schallgeschwindigkeit in Wasser um etwa 1,5 Promille ansteigt, wenn die Frequenz von $3 \cdot 10^6$ bis $3 \cdot 10^7$ Hz wächst, während die Geschwindigkeit in Toluol konstant bleibt, wenigstens innerhalb der Versuchsgenauigkeit von 0,1 Promille. Dies wurde weiter bekräftigt durch den Vergleich der Geschwindigkeiten in Toluol und Xylol bzw. Toluol und Dekalin im gleichen Frequenzbereich. Für beide Fälle blieb das Geschwindigkeitsverhältnis bis auf 0,1 Promille konstant. Da Toluol, Xylol und Dekalin verschiedene Molekülstruktur besitzen, kann nicht erwartet werden, daß sie alle den gleichen Gang der Schallgeschwindigkeit mit der Frequenz zeigen werden, wenn überhaupt eine Geschwindigkeitsabnahme mit wachsender Frequenz möglich sein sollte. Es bleibt daher nur die andere Möglichkeit, daß im Wasser eine Schalldispersion in dem genannten Frequenzbereich vorhanden ist.

Die Ursache, die die Dispersion in Gasen zu erklären vermochte, reicht für den Fall der Flüssigkeiten aus verschiedenen Gründen zur Deutung nicht aus. Abgesehen von der Tatsache, daß eine Dispersion von der in Gasen beobachteten Art erst bei viel höheren Frequenzen eintreten sollte, kann man auch die gesamte zu erwartende Geschwindigkeitsänderung für verschiedene Flüssigkeiten berechnen. Auf Grund solcher Rechnungen wäre aber in Toluol eine Dispersion von 1 Proz. zu erwarten, in Wasser jedoch keine von merklicher Größe. Diese Geschwindigkeitsänderung ist gerade im umgekehrten Sinn wie die beobachtete. Der Einfluß der Reibung auf die Frequenzabhängigkeit der Geschwindigkeit ist viel zu klein, um in Frage zu kommen.

Es scheint daher, daß diese außergewöhnliche Schalldispersion in Wasser auf der Wirkung der ziemlich komplizierten Struktur des Wassers und den Gruppenbildungen der Wassermoleküle beruht. Dies wird in einer ausführlichen Arbeit zusammen mit Herrn Dr. Frank diskutiert werden.

Ich ergreife die Gelegenheit, Herrn Prof. Debye für seine wertvolle Förderung im Laufe der Arbeit meinen aufrichtigen Dank auszusprechen. Ebenfalls bin ich den Herren Dr. Frank, Deubner, Fischer und Matossi für Ratschläge und Diskussionen zu Dank verpflichtet. Ferner danke ich der Deutschen Akademie für die Verleihung eines Stipendiums und dem Executive Committee des Bose Research Institute, Calcutta, für die Gewährung eines Studienurlaubs.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik.

(Eingegangen 10. Januar 1938)

Bemerkungen zur „Ringstruktur des Elektrons".

Von B. S. Madhava Rao.

J. Stark hat kürzlich eine Arbeit veröffentlicht[1]), in der er aus der Vorstellung (die von ihm schon 1907 vorgeschlagen wurde), daß das Elektron eine achsiale Struktur habe und die Form eines Ringes besitzt, in dem die Ladung sich ohne Widerstand bewegen kann, Folgerungen zieht. Er wendet dies Modell auf die Frage der Supraleitung an und diskutiert die Resultate neuer Experimente, die er zusammen mit K. Steiner ausgeführt hat[2]), von diesem Standpunkt aus. Am Ende seiner Arbeit schlägt er eine mathematische Behandlung dieses Problems mit Hilfe der klassischen Gleichungen der Dynamik und der Maxwellschen Theorie des Elektromagnetismus vor, unter Verwerfung der Anwendung von Quantenbedingungen.

Anscheinend hat Stark übersehen, daß ich eine derartige Untersuchung über das Ringelektron durchgeführt habe[3]). Im Hinblick auf deren Resultate glaube ich, einige Bemerkungen zu Starks Vorschlägen machen zu müssen.

Es ist bekannt, daß die Anwendung der Maxwellschen Elektrodynamik in Verbindung mit der klassischen Mechanik auf das Ringelektron zu den gleichen Schwierigkeiten führt wie im Falle des kugelförmigen Elektrons. Wenn der Strom auf eine mathematische Kreislinie beschränkt ist (entsprechend der Punktladung des klassischen Elektrons), werden Energie, Drall und magnetisches Moment unendlich. Um dies

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937.
2) J. Stark und H. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 1937.
3) B. S. Madhava Rao, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **4**, 355, 1936.

zu vermeiden, muß man eine „innere Struktur" annehmen und Anziehungskräfte nicht elektromagnetischen Ursprungs einführen. Man müßte dabei reichlich willkürliche Annahmen machen; wenn man diese zur Berechnung der Masse benutzt, führen sie zu den gleichen Widersprüchen wie bei der sphärischen Symmetrie. Man könnte alle diese Schwierigkeiten zusammenfassen in der Aussage, daß eine solche Theorie der Relativitätstheorie nicht Rechnung trägt. Da aber Stark nicht an die Relativitätstheorie glaubt, ist es wohl besser, die Schwierigkeiten in der folgenden Weise zu formulieren, gegen die auch der strengste Anhänger der klassischen Theorie nichts einwenden könnte: Wenn man die Gesamtenergie E und den Gesamt-Impuls P berechnet, findet man in erster Näherung

$$E = \frac{m_1 v^2}{2}; \quad P = m_2 v,$$

wo v die Geschwindigkeit bedeutet. Hierbei kommen die zwei Massen m_1 und m_2 verschieden heraus (durch numerische Faktoren, die von der Struktur abhängen). Das muß man natürlich ablehnen.

Der einzige Weg, diese Schwierigkeiten zu umgehen, scheint mir die Benutzung der modifizierten elektromagnetischen Feldgleichungen zu sein, wie sie Born[1]) vorgeschlagen hat. Heitler[2]) bemerkt, daß ohne Zweifel diese neue Elektrodynamik eine schöne Lösung des alten klassischen Problems der Struktur und der trägen Masse des Elektrons gibt, die vergeblich von Abraham, Poincaré und anderen in Angriff genommen worden war. Die Feldgleichungen dieser Theorie sind formal identisch mit den Maxwell-Gleichungen für eine Substanz, in der die Feldvektoren $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{B}$ nichtlineare Funktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ sind; die Abweichungen von der Linearität entsprechen der Annahme von Anziehungskräften, führen aber, da sie relativistisch invariant sind, zum gleichen Massenfaktor, d. h. $E = \frac{mv^2}{2}$; $P = mv$.

Ich habe diese Theorie auf den Fall des Ringelektrons angewandt. Eigentlich sollte die Untersuchung, die ich auf Anregung von Born ausführte, prüfen, ob es nicht möglich wäre, durch ein solches Modell die große Masse des Protons zu verstehen. Es kann indessen leicht auch genau so gut als Modell für das Elektron verwandt werden. Die Berechnungen können mit guter Genauigkeit ausgeführt werden und liefern das folgende Resultat:

$$\text{Energie } E = \frac{4e^2}{a} \log\left(\frac{16a}{r_1}\right) \tag{1}$$

$$\text{Drall } M = \frac{4e^2 \cdot v}{c^2} \log\left(\frac{16a}{r_1}\right) \tag{2}$$

$$\text{magnetisches Moment } m = \frac{a \cdot e \cdot v}{2c}. \tag{3}$$

Hier ist e die Gesamtladung, homogen auf einen Kreis verteilt (der eine singuläre Kurve für das Feld darstellt); v ist die Geschwindigkeit, mit der der Kreis auf sich selbst rotiert, c die Lichtgeschwindigkeit, a der Radius des Kreises und r_1 eine Länge, die gegeben ist durch

$$r_1 = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{e}{\pi \cdot a\, b}, \tag{4}$$

wo b das „absolute Feld" ist, das für die nichtlineare Elektrodynamik charakteristisch ist. Es ist mit dem Radius r_0 und der Masse μ_0 der Punktladung e (kugelsymmetrisches Feld) verknüpft durch die Beziehungen

$$b = \frac{e}{r_0^2} \quad \text{und} \quad \mu_0 c^2 = 1{,}236 \frac{e^2}{r_0}. \tag{5}$$

Diese Formeln sind mit Hilfe einer speziellen nichtlinearen Feldtheorie abgeleitet worden, wie sie Born in seiner ersten Arbeit gegeben hat; aber es ist praktisch sicher, daß sie unabhängig von allen speziellen Annahmen sind. Ich darf wohl behaupten, daß sie die Lösung des Starkschen Problems darstellen.

Jetzt ist die Frage, stellen diese Formeln die wohlbekannten Eigenschaften des Elektrons in richtiger Weise dar? Wir bilden den Quotienten

$$\frac{\text{Energie}}{\text{Drall}} = \frac{E}{M} = \frac{c^2}{a \cdot v} = \frac{e \cdot c}{2m} \tag{6}$$

unter Benutzung von Gleichung (3). Damit ergibt sich das Verhältnis

$$\frac{\text{magnetisches Moment}}{\text{Drall}} = \frac{m}{M} = \frac{e \cdot c}{2E} = \frac{e}{2\mu c}; \tag{7}$$

wobei die elektromagnetische Masse μ des Ringes durch die Beziehung

$$\text{Masse} = \mu = \frac{E}{c^2} \tag{8}$$

gegeben ist. Formel (7) zeigt, daß das Verhältnis magnetisches Moment zu Drall dasselbe ist wie

1) Proc. Roy. Soc. (A) **143**, 410, 1934; **144**, 425, 1934; **147**, 522, 1934; **150**, 141, 1935. Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **3**, 8, 1936; **3**, 85, 1936.

2) Quantum Theory of radiation (Oxford, Clarendon Press, 1936), S. 242.

für die Bahnbewegung eines Punktelektrons um einen Kern. Das steht in Widerspruch zu den Ergebnissen der Spektroskopie und anderer Methoden, z. B. dem Stern-Gerlach-Versuch, die zum doppelten Wert führten, d. h. $\frac{m}{M} = \frac{e}{\mu c}$. Wollte man das letztere Ergebnis anzweifeln, so müßte man die geschlossene Erklärung eines ungeheuren Erfahrungsmaterials, das die Beobachtungen von Spektren, Multipletts, Zeeman-Effekten usw. beigebracht haben, verwerfen. Es dürfte deshalb klar sein, daß die klassische Behandlung des ringförmigen Elektrons, wie Stark sie vorschlägt, selbst bei der größtmöglichen Verallgemeinerung der Maxwellschen Gleichungen zu unmöglichen Resultaten führt, auf keinen Fall ist Starks Modell ein „Ersatz" für das spinnende Elektron der Quantenmechanik.

Auf die Frage, ob ein Ringmodell das Proton darstellen kann, habe ich in meiner Arbeit antworten können, daß unter geeigneten Annahmen (v ungefähr gleich c, $1 - \frac{v^2}{c^2} \sim 10^{-29}$, und $a = \frac{r_0}{17}$) für das Massenverhältnis $\frac{\mu}{\mu_0}$ der Ringladung (Proton) und der Punktladung (Elektron) der richtige Wert 1840 herauskommt und gleichzeitig für den Drall der Wert $\frac{h}{2\pi}$. Aber hier ergibt sich wieder die Schwierigkeit, daß der Ring in dieser Lage nicht im stabilen Gleichgewicht ist[1]). Deshalb erscheint das Ringmodell auch für das Proton nicht als brauchbare Darstellung.

Das wesentliche Ziel meiner sehr langwierigen Rechnungen war, nachzuprüfen, wieweit man durch rein klassische Behandlung mit einem Ringmodell für das Elektron kommen konnte, wenn man die weitreichenden Methoden der Bornschen Elektrodynamik zu Hilfe nimmt. Während man für die Energie und den Drall endliche Werte erhält, kommt keine richtige Erklärung für den Spin heraus. Man wird schließlich zu dem Schluß gezwungen, daß nur Quantenmethoden für den Spin die richtige Erklärung ergeben. Auf keinen Fall teile ich Starks Begeisterung für eine rein klassische Behandlung des Ringelektrons.

[1]) Vgl. in B. S. Madhava Rao, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **4**, 355, 1936 die Fußnote auf S. 375.

Bangalore, University of Mysore.

(Eingegangen 8. Juni 1937)

Physikalische Wirklichkeit und dogmatische Atomtheorien

Von J. Stark

1. Axiale Struktur des Elektrons

Es ist die wichtige Frage der Struktur des Elektrons und die Bedeutung des Verhältnisses von physikalischer Wirklichkeit und dogmatischer Theorie, die mich veranlassen, zu den Bemerkungen des Herrn Rao Stellung zu nehmen.

Herr Rao irrt, wenn er meint, ich hätte in einer früheren Mitteilung[1]) „die klassische Behandlung des ringförmigen Elektrons" vorgeschlagen. In Wirklichkeit habe ich es als wünschenswert bezeichnet, daß die Erscheinung der magnetischen Induktion in Supraleitern auf Grund der Maxwellschen Theorie und der von mir gezogenen Folgerungen über die Eigenschaften der Leitungselektronen in Supraleitern behandelt werde. Eine Theorie über die Struktur des Elektrons, wie sie Herr Rao vorschlägt, habe ich nicht für wünschenswert erklärt, und ich lehne sie auch heute aus folgenden Gründen als dogmatisch und verfrüht ab. Er hat sie in einer Abhandlung[2]) mitgeteilt, welche den Titel trägt: "Ring-Singularity in Borns Unitary Theory-I.", und gibt in seinen vorstehenden Bemerkungen einen kurzen Auszug aus ihr. Es wird darin die Annahme gemacht, daß die Ladung des Elektrons gleichförmig auf einer Kreislinie verteilt sei. Diese Annahme ist offenbar dogmatisch und entspricht kaum der Wirklichkeit. Auch die Annahme, daß die Ladung des Elektrons gleichmäßig über den Querschnitt eines körperlichen Ringes verteilt sei, halte ich für dogmatisch. Weiter legt Herr Rao seinen Rechnungen über das kreislinienartige Elektron nicht die klassische Maxwellsche Theorie zugrunde, sondern die Bornsche nichtlineare Feldtheorie, die nicht wie jene eine Darstellung der Erfahrung ist. Es ist also auch diese Grundlage der Rechnungen des Herrn Rao als dogmatisch zu bezeichnen.

Wenn Herr Rao glaubt, mit seinen Rechnungen die Unzulässigkeit der von mir vertretenen Vorstellung von der axialen Struktur des Elektrons bewiesen zu haben, so scheint er mir den dogmatischen Charakter seiner Theorie und die Bedeutung der von mir und Steiner[3]) aufgefundenen Erscheinung der paramagnetischen Induktion in Supraleitern nicht erkannt zu haben. Aus dieser Erscheinung und der sie begleitenden diamagnetischen Induktion läßt sich mit Wahrscheinlichkeit folgern, daß das

[1]) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937.
[2]) B. S. Madhava Rao, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **4**, 355, 1936.
[3]) J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 597, 1937.

Elektron eine axiale ringartige Struktur, in seiner Achse ein magnetisches Moment besitzt und sich außerdem wie ein Supraleiter verhält. Diese Folgerung aus der Erfahrung kann nicht durch eine dogmatische Theorie auf Grund willkürlicher Voraussetzungen widerlegt werden. Wünschenswerter als eine solche Theorie wäre die Entdeckung neuer Erscheinungen, aus denen sich ein Schluß auf die Struktur des Elektrons ziehen ließe.

Es ist übrigens interessant, daß ein Vertreter der modernen dogmatischen Theorie die Vorstellung von der Axialität der Struktur des Elektrons ablehnt, dagegen an der Hypothese vom Spin des Elektrons festhält. Herr Rao scheint also wie andere dogmatische Theoretiker in dem Spin des Elektrons nicht wie irrtümlich manche Verfasser einen mechanischen Drehimpuls, sondern dogmatisch-orthodox lediglich eine vierte Quantenzahl für Rechnungen zu sehen und Verhältnisse vorauszusetzen, die „nicht mehr nach klassischen Analogien verstanden werden können", worüber Herr Jordan[1]) schreibt: „Vorsichtiger ist es, angesichts der durch Einführung des Spinmomentes bedingten Verdoppelung der statistischen Gewichte von einer unklassischen ‚Zweideutigkeit' zu sprechen (Pauli)."

Von einer weiteren Stellungnahme zu der vorliegenden und einer etwaigen späteren Äußerung des Herrn Rao in der Frage quadratischer elektromagnetischer Feldgleichungen möchte ich absehen und mich auf den Standpunkt Boltzmanns gegenüber einer dogmatischen Erweiterung der Maxwellschen Theorie stellen, wie er in nachstehender Äußerung zum Ausdruck kommt. Auf der Naturforscherversammlung in Kassel 1903 trug der Mathematiker David Hilbert über eine Erweiterung der Maxwellschen Theorie durch Einführung quadratischer Glieder vor. Als er mit seinem Vortrage zu Ende war, erhob sich der Physiker Ludwig Boltzmann und sagte: „Herr Kollege, das, was Sie vorgetragen haben, ist keine Physik, sondern Metaphysik." Es war wohl die Wirkung dieser Kritik, daß der Vortrag Hilberts nicht veröffentlicht wurde.

2. Widerspruch zwischen Erfahrung und dogmatischen Atomtheorien

Wenn ich im folgenden Kritik an dogmatischen Atomtheorien übe, so möchte ich von vornherein die schon einmal gegen mich erhobene Unterstellung zurückweisen, daß ich ein Feind jeder Theorie sei. Im Gegenteil schätze ich außerordentlich die wirklichkeitstreuen Theorien, welche, wie die Maxwellsche Theorie, Ergebnisse der experimentellen Forschung in der exakten Sprache der Mathematik darstellen; ebenso die Theorien, welche experimentell gesicherte Gesetze auf Sonderfälle anwenden, wie es in der Elastizitätslehre und Hydrodynamik geschieht. Ich bin allerdings mißtrauisch gegen dogmatische Theorien, welche auf unbewiesenen oder willkürlichen Voraussetzungen ganze Gebäude von mathematischen Formeln errichten, und ich lehne solche dogmatische Theorien nachdrücklich ab, welche mit der Erfahrung in Widerspruch geraten oder sie unvollständig darstellen. Dieser letzte Fall liegt vor bei den modernen dogmatischen Atom- und Quantentheorien. Ich hätte aber gleichwohl diese Ausführungen nicht gemacht, wenn ich nicht durch Herrn Raos Bemerkungen herausgefordert worden wäre und wenn nicht Vertreter der modernen Quantentheorien die Verhältnisse wirklichkeitswidrig so dargestellt hätten, als ob zwischen diesen und der Erfahrung vollkommene Übereinstimmung bestehe. Eine solche Darstellung hat Herr Heisenberg[1]) in einem Zeitungsartikel für einen großen Leserkreis gegeben; es findet sich in ihm der Satz: „Sie (die Quantentheorie) bietet in dieser Form die Möglichkeit, das Verhalten der Atome in jedem Experiment quantitativ vorherzusagen." Ein anderer Vertreter der modernen Quantentheorie, P. Jordan[2]), schreibt: „Abgesehen von dem noch unverstandenen Effekt der Supraleitung hat sich die Quantentheorie — in ihrer modernen, mathematisch exakten Form — quantitativ und lückenlos bewährt in bezug auf alle physikalischen Geschehnisse, die an und in der Elektronenhülle der Atome spielen." Demgegenüber muß wahrheitsgemäß auf den Widerspruch zwischen der Erfahrung und den dogmatischen Atomtheorien in wichtigen Punkten hingewiesen werden.

Schrödinger[3]) und andere haben geglaubt, die Intensitätsverhältnisse der Komponenten von Serienlinien im Effekt des elektrischen Feldes auf sie und weiter die Intensitätsverhältnisse der Linien von Serien allein aus Annahmen über die Zustände der Atome berechnen zu können. Wie ich bereits für den Effekt des elektrischen Feldes eingehend gezeigt[4]) habe, ist keine quantitative Übereinstimmung zwischen den theoretisch berechneten Intensitätsverhältnissen und den experimentell gefundenen vorhanden, und zudem habe ich gezeigt, daß diese

1) P. Jordan, Anschauliche Quantentheorie, S. 100. Berlin, J. Springer, 1936.

1) W. Heisenberg, Völkischer Beobachter, Jahr 1936, Nr. 59, S. 8.

2) P. Jordan, Anschauliche Quantentheorie, S. 1. Berlin, J. Springer, 1936.

3) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **80**, 85, 1926.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. **1**, 1009, 1929. Ebenso R. L. Thornton, Proc. Roy. Soc. **150**, 259, 1935.

Intensitätsverhältnisse nicht allein von dem Atom, sondern außerdem von den Anregungsbedingungen aus seiner Umgebung abhängen. Und was die Intensitätsverhältnisse innerhalb einer Serie und zwischen den Serien desselben Elements betrifft, so hat schon L. Vegard[1]) gefunden, daß sie für verschiedene Arten von Anregung (Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, ruhende und bewegte Emission) verschieden sind, ein Ergebnis, das neuerdings unter anderen Bedingungen[2]) für den Fall des *H*- und *He*-Atoms bestätigt werden konnte. Desgleichen haben Ornstein und Burger[3]) experimentell bewiesen, daß die Intensitätsverhältnisse von Wasserstofflinien weit verschieden von denjenigen sind, welche sich aus der Theorie Schrödingers berechnen.

Eine Theorie, die „quantitativ und lückenlos" sein soll, hat alle Erfahrungen über die von ihr behandelten Erscheinungen darzustellen. Diese Forderung wird von den dogmatischen Atomtheorien hinsichtlich mehrerer Erscheinungen nicht erfüllt, oder kann entsprechend ihren dogmatischen Voraussetzungen nicht erfüllt werden. Es sind dies vor allem die Erscheinungen, die ich als Wirkungen der Axialität der Atomstruktur und der Lichtemission bezeichnet habe, nämlich die Polarisation[4]) der Lichtemission der Kanalstrahlen, die damit verbundene Intensitätsdissymmetrie[5]) und die Intensitätsdissymmetrie[6]) im Längseffekt des elektrischen Feldes.

Aber diese Widersprüche zur Erfahrung und dieses Nichtbeachten von unbequemen Tatsachen werden noch übertroffen von der Leichtigkeit, mit der sich dogmatische Atomtheoretiker über Gesetze hinwegsetzen, welche zu den gesicherten Grundlagen der Physik gehören. So wollten Bohr, Kramers und Slater das Gesetz von der Erhaltung der Energie für das Geschehen im Atom nicht mehr gelten lassen, und noch vor kurzer Zeit wollte Dirac dieses Gesetz zwecks Deutung von Versuchen aufgeben, welche dann später von anderer Seite nicht bestätigt wurden. Ferner sind, wie ich gezeigt[7]) habe, Grundgesetze der Dynamik bei der Deutung willkürlich außer Kraft gesetzt, welche Born, Jordan, Heisenberg, Sommerfeld u. a. der Wellenfunktion Schrödingers geben, indem sie eine Art Wimmelbewegung des Elektrons im einzelnen Atom einführen und vertreten, welche dynamischen Grundgesetzen widerspricht. Es ist dabei gleichgültig, ob diese Deutung auf das einzelne Atom angewandt wird, wie es Sommerfeld mit seinem Modell des Gold- und Eisenatoms im Deutschen Museum in München tut, oder ob sie als monströses Modell gemeint ist, das alle während einer langen Zeit vorkommende Aufenthaltsorte des Elektrons in einem Atom statistisch in sich gleichzeitig vereinigt.

Bei diesem Verhältnis der dogmatischen Atomtheorien zur physikalischen Wirklichkeit kann der Eindruck entstehen, daß die Theorien nicht mehr Mittel zur mathematischen Darstellung der Erfahrung sind, sondern daß sie Selbstzweck geworden sind. Dafür spricht auch die Tatsache, daß diese Art von dogmatischer Literatur in dem letzten Jahrzehnt ungeheuer sich vermehrt, nämlich im Laufe von 15 Jahren mehr als 50000 Druckseiten gefüllt hat. Die Kennzeichnung der dogmatischen Atomtheorien als einer neuen Art Literatur ist auch durch den Umstand gerechtfertigt, daß sie zwar noch physikalische Bezeichnungen benutzt, aber neue Begriffssysteme und mathematische Methoden eingeführt hat, die in ihrer Gesamtheit ein neues Fach[1]) darstellen, das eine Geburt aus wenig Physik, viel Mathematik und Gedankenwillkür ist. Interessant ist in dieser Hinsicht folgendes Urteil von H. Thirring[2]), dem man gewiß nicht Feindschaft gegen die Theorie vorwerfen kann: „Wer nicht in jahrelangem Studium die mathematisch und physikalisch höchst komplizierten Methoden der Wellenmechanik gewissenhaft erlernt hat, wird bei der Lektüre einer der modernen Arbeiten über die Theorie der Atomkerne kaum ein Wort verstehen – selbst wenn er sonst ein guter Physiker und Mathematiker ist. Ob sich die zukünftige Physik der beschränkten Kapazität des menschlichen Gehirns, oder ob umgekehrt der Verstand der Physiker sich den gesteigerten Anforderungen der Theorie anpassen wird, wissen wir noch nicht. Einstweilen können wir bloß feststellen, daß die Theorie auf schwindelnder Höhe der Abstraktionen steckengeblieben ist

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. **39**, 143, 1912.
2) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 359, 1937.
3) L. S. Ornstein und H. C. Burger, Zeitschr. f. Phys. **62**, 636, 1930; **83**, 177, 1933.
4) Letzte Mitteilung: J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 360, 1937.
5) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 665, 1930. J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 873, 1937.
6) J. Stark, Die Naturwiss. **17**, 568, 983, 1929; Ann. d. Phys. **4**, 607, 1930; R. Wierl und H. Mark, Zeitschr. f. Phys. **57**, 494, 1929; R. Frerichs und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 349, 1934.
7) J. Stark, Ann. d. Phys. **6**, 681, 1930.

1) Wie weit dieses neue Fach sich bereits von der Physik entfernt hat, wird durch folgendes Vorkommnis veranschaulicht. Ein Jünger der dogmatischen Theorie erhielt vor mehreren Jahren in der Doktorprüfung ein sehr gutes Prädikat von dem Vertreter der theoretischen Physik, ein sehr schlechtes von dem Vertreter der Experimentalphysik; nach wenigen Jahren wurde er auf einen Lehrstuhl für theoretische Physik berufen.
2) H. Thirring, Neuere Fortschritte in den exakten Wissenschaften, S. 17. Leipzig und Wien, F. Deuticke, 1936.

wie ein kühner Kletterer, der an einer höchst exponierten Stelle nicht mehr weiter und nicht mehr zurück kann."

3. Der Ursprung physikalischer Entdeckungen

Nachdem in dem vorstehenden Abschnitt die Behauptung dogmatischer Theoretiker zurückgewiesen ist, daß zwischen ihren Theorien und der Erfahrung quantitative Übereinstimmung bestehe, ist es notwendig, die Wahrheit auch gegenüber ihrer Darstellung hervorzuheben, als ob die Theorie der Ursprung des physikalischen Fortschrittes sei und als ob die physikalischen Entdeckungen in der neueren Zeit von der Theorie vorausgesagt worden seien. Diesen Eindruck kann nämlich der Leser ihrer Schriften erhalten, der nicht mit der Entwicklung der Forschung vertraut ist. Ein Beispiel hierfür ist der bereits erwähnte Zeitungsartikel des Herrn Heisenberg, in dem er der Quantentheorie die Fähigkeit zuspricht, das Verhalten der Atome in jedem Experiment quantitativ vorherzusagen. Demgegenüber ist grundsätzlich festzustellen, daß die Erkenntnis der physikalischen Wirklichkeit nur aus physikalischen Experimenten zu gewinnen ist und alle Entdeckungen aus sorgfältiger Beobachtung und Messung in systematisch durchgeführten Experimenten hervorgegangen sind. Dies gilt von den wenigen Zufallsentdeckungen wie derjenigen der Röntgenstrahlen durch Röntgen und des Positrons durch Anderson, und es gilt in gleicher Weise für die Entdeckungen, die dadurch zustande kamen, daß Physiker auf Grund von Vorstellungen über noch unerforschte Erscheinungen planmäßige Versuche zu deren Aufklärung anstellten. So hat Lenard Eigenschaften der Kathodenstrahlen und die Gesetze des lichtelektrischen Effektes ohne Vorhersage durch eine Theorie auf Grund planmäßiger Versuche und sorgfältiger Messungen entdeckt; das gleiche gilt für die zahlreichen Entdeckungen Rutherfords. Lummer und Pringsheim haben durch sorgfältige Messungen die spektrale Intensitätsverteilung des schwarzen Körpers zu einer Zeit ermittelt, wo die Theorie (Planck) noch mit einem anderen Strahlungsgesetz rechnete. Zeeman hat den nach ihm genannten Effekt entdeckt, ohne daß die Theorie existierte, welche erst später Lorentz über ihn gemacht hat. Der Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien wurde entgegen der Vorhersage einer dogmatischen Theorie entdeckt. Die Entdeckung der Beugung der Röntgenstrahlen in Kristallen durch v. Laue, Friedrich und Knipping wurde zwar durch eine theoretische Vorstellung v. Laues angeregt, die Versuchsanordnung für ihre Prüfung aber von Friedrich und Knipping ausgearbeitet, und die ersten Beugungsdiagramme wurden von diesen Physikern gewonnen; erst an Hand dieser Diagramme hat v. Laue eine quantitative Theorie über sie entwickelt. Der Entdeckung der Beugung (geordneten Zerstreuung) von Kathodenstrahlen in Kristallen durch Davisson, Kunsmann und Germer folgte ebenfalls erst später die moderne Theorie. Auch Raman wurde zur Entdeckung des nach ihm benannten Effektes nicht durch eine Theorie geführt. Ebenso ist die Theorie unbeteiligt an der Entdeckung der Höhenstrahlung durch Kolhörster und Heß. Doch mag die Erinnerung an diese Beispiele genügen.

Nun könnte man über die gekennzeichnete Werbung für die dogmatischen Atomtheorien und für die Theorie überhaupt hinwegsehen, wenn nicht die Gefahr bestünde, daß sie eine ungünstige Wirkung auf die geistige Einstellung der jüngeren Physiker ausübt. Sie kann nämlich bei diesen Meinungen erwecken, welche ihre forscherische Tätigkeit lähmen und unfruchtbar machen. Einmal könnten sie dazu verleitet werden, die Bedeutung der Theorie für den physikalischen Fortschritt zu überschätzen und darüber die Sorgfalt der Beobachtungen und Messungen zu vernachlässigen. Sodann könnten sie zu dem Glauben gebracht werden, daß die dogmatischen Atomtheorien die Wirklichkeit bereits quantitativ und lückenlos darstellen und aus diesem Glauben heraus ihre Aufgabe in der Bestätigung der Theorie erblicken und darauf verzichten, die zahlreichen großen, der Lösung noch harrenden Probleme der Atomphysik auf Grund eigener anschaulicher Vorstellungen durch eigene experimentelle Untersuchungen in Angriff zu nehmen. Was wir für den Fortschritt der physikalischen Forschung brauchen, sind nicht dogmatische Theorien, sondern neue Entdeckungen. „Gedankenexperimente", wie sie Heisenberg in ziemlicher Zahl auf dem Papier in seinen Veröffentlichungen ausführt, sind kein Ersatz für wirkliche Experimente im Laboratorium.

Diese Erwägungen waren es, die mich veranlaßten, in den vorstehenden Ausführungen physikalische Wirklichkeit und dogmatische Atomtheorien einander gegenüberzustellen. Ich schließe sie mit einer Äußerung des ersten Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt H. v. Helmholtz: „Auch eine kleine Entdeckung einer neuen Erscheinung ist mehr wert als eine große Theorie."

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Juli 1937.

(Eingegangen im August 1937)

Antwort auf Starks Bemerkungen[1])

Von B. S. Madhavo Rao

Prof. Stark hat recht, wenn er sagt, daß ich in meiner Behandlung des Ringelektrons die Annahme gemacht habe, daß die Ladung gleichförmig über einen Kreis verteilt ist; indessen möchte ich daraufhin sofort zum Ausdruck bringen, daß ich dies nur getan habe, weil dies mathematisch bequemer ist. Es ist durchaus möglich, von irgendeiner beliebigen Verteilung der Ladungs- und Stromdichte auszugehen und das Problem auf Grund der Bornschen Theorie zu behandeln. Ich habe das in der Tat gemacht (unveröffentlichte Rechnungen); wegen der relativistischen Invarianz bleiben die wesentlichsten Ergebnisse erhalten: endlicher Wert der Energie und des Dralls und die Unerklärbarkeit des Spins auf klassischer Grundlage. Nimmt man irgendeine geschlossene Kurve für die Singularität an mit einem beliebigen Wert für ϱ und ϱ^p, dann kann man im allgemeinen zeigen, daß die Selbstkraft o ist, das heißt aber, das hat eine gleichmäßige Verteilung von Ladungs- und Stromdichte zur Folge. Prof. Stark schreibt mir die dogmatische Annahme, daß die Ladung gleichförmig über den Querschnitt eines räumlichen Ringes verteilt sei, zu. Ich habe nirgends von einem räumlichen Ring gesprochen. Die Frage nach dem Querschnitt ist für meine Rechnung ohne Bedeutung, da ich nur eine eindimensionale Singularität betrachte; es ist gerade der wesentliche Zug der Bornschen Feldtheorie, daß Energie und Drall des elektromagnetischen Feldes, in dem diese Singularität auftritt, als entsprechende Eigenschaften für das Elektron angesehen werden dürfen. Wenn ich einen Ring im Raum gewählt hätte, würde ich eine dreidimensionale Singularität betrachtet haben. Die Kritik richtet sich dagegen, daß ich Borns Feldtheorie benutzte; aber ich habe schon in meiner vorigen Veröffentlichung dargelegt, daß ich keine andere Möglichkeit für eine Behandlung sehe, die die unendlichen Werte vermeiden kann, die mit der Verteilung auf einer Geraden auf Grund der Maxwellschen Theorie verknüpft sind.

Prof. Stark ist mit der Feststellung zufrieden, daß seine Experimente über die Erscheinungen bei der paramagnetischen Induktion und bei der Supraleitung eine axiale Struktur des Elektrons nahelegen. Aber im Augenblick, wo jemand daran geht, eine Theorie mit einer Art axialer Struktur zu machen, bezeichnet er diesen Versuch als dogmatisch. Er bestreitet, daß er der Theorie feindlich gegenübersteht, aber man kann aus seinen Bemerkungen nur folgern, daß er kein Freund von vollständigen und logisch geschlossenen Theorien ist. Das sieht man klar aus seiner neuen Arbeit über die axiale Struktur, in der er die Bezeichnung *s*-Zustand und *p*-Zustand ... benutzt. Diese Vorstellungen sind sicherlich der Quantentheorie entlehnt; Stark benutzt sie so, als hätte er sie selbst auf Grund seiner eigenen Theorie eingeführt, ohne indessen dabei zu bemerken, daß sie jeder klassischen Betrachtungsweise widersprechen.

Ich bin als Anhänger der Hypothese einer klassischen Erklärung des Elektronenspins hingestellt worden. Das ist sicher nicht der Fall. Meine Arbeit war ein Versuch, einer älteren Anregung von Kramers nachzugehen, daß der Spin auf Grund allein von klassischen Überlegungen eingeführt werden könnte. Das Ergebnis meiner Rechnungen über das Ringmodell war, daß dies nicht möglich ist; das führt zur Bestätigung der Feststellung, daß der Spin besser als „eine unklassische Zweideutigkeit" angesehen werden muß.

Der größte Teil von Starks Erwiderung beschäftigt sich damit, einen Gegensatz zwischen Experiment und moderner Atomtheorie festzustellen und zu zeigen, daß ein Fortschritt in der Physik einzig und allein experimentellen Entdeckungen zu verdanken ist. Seine Angriffe gegen Heisenbergs „Gedankenexperimente" und Sommerfelds „Monströse Modelle" lassen deutlich erkennen, daß er glaubt, die moderne Schule der theoretischen Physik lege den experimentellen Entdeckungen gar keinen Wert bei. Nichts kann der Wahrheit weniger entsprechen als diese Behauptung. In Wirklichkeit betrachtet der positivistische Standpunkt der theoretischen Physik, wie er so wunderbar in dem glänzenden Buch von P. Jordan, „Anschauliche Quantentheorie", dargestellt ist, jede Frage nach der physikalischen Realität als sinnlos, wenn sie nicht durch experimentelle Feststellungen geprüft werden kann. Kein Theoretiker, der diesen Namen verdient, wird jemals den Vorrang der experimentellen Entdeckung unterschätzen, während er gleichzeitig den vereinenden und ordnenden Einfluß der Theorie erkennt. Es wäre in der Tat übereilt, zu leugnen, daß die Theorie eine Rolle beim Verständnis der physikalischen Wirklichkeit gespielt hat. Um nur ein hervorragendes Beispiel anzuführen, hat die Bahntheorie von Bohr eine ungeheure Vereinfachung und Verallgemeinerung erreicht in der zusammenhängenden Deutung eines außerordentlich umfangreichen Materials von experimentellen Ergebnissen, die in der Beobachtung der Spektra vorliegen. Die Voraussage der Existenz des positiven Elektrons vor seiner Entdeckung

[1]) J. Stark, Physik. Zeitschr. **39**, 189, 1938.

durch Anderson kann als ein weiterer bemerkenswerter Erfolg der modernen Quantentheorie angesehen werden.

Es ist wirklich kein Grund vorhanden, weshalb sich Prof. Stark über die sehr große Zahl von Veröffentlichungen über theoretische Physik, die von Zeit zu Zeit erscheinen, beunruhigen sollte. Dies gibt vielmehr einen Hinweis auf den raschen Fortschritt der Wissenschaft, und damit bekundet sich nach außen die überschüssige Energie, die als Ergebnis einer gesunden Entwicklung frei wird. Es ist wahr, daß eine große Zahl dieser Veröffentlichungen sich schließlich als wertlos erweisen wird. Aber das ist ganz natürlich; der Fortschritt der Physik ist, wenn wir das einmal überlegen, auf einem Wege erfolgt, der mit Leichen toter und sterbender Theorien bedeckt ist. Indessen kann jeder, der tiefer über die Physik nachdenkt, wenn er wirkliches physikalisches Verständnis im Gegensatz zu mehr formaler mathematischer Geschicklichkeit besitzt, unmittelbar den wahren Wert einer theoretischen Veröffentlichung erkennen.

Prof. Stark befürchtet, daß die modernen Atomtheorien einen ungünstigen Einfluß auf die kommende Generation der jüngeren Physiker ausüben könnten und daß sie diese vom Wege der sorgfältigen experimentellen Messungen und Beobachtungen abhalten könnten. Die Entwicklung, wie sie wirklich war, hat aber gezeigt, daß kein Grund vorhanden ist für solchen Pessimismus. Die Zeit der großen Fortentwicklung der Theorie in den letzten zehn Jahren war gleichzeitig eine Periode großer experimenteller Entdeckungen, die in bewundernswerter Weise ununterbrochen aufeinander folgten. Wenigstens in einem wichtigen Fall, nämlich bei der Kernphysik, ist das Experiment der Theorie weit vorausgeeilt, und wir warten noch auf eine befriedigende Theorie der Kernphänomene, die das ungeheure experimentelle Material, das sich in so kurzer Zeit in den Laboratorien der ganzen Welt angesammelt hat, klären soll.

Prof. Stark zitiert zustimmend die Bemerkung von Thirring, in der der moderne Theoretiker mit einem kühnen Kletterer verglichen wird, der auf einem unzugänglichen hohen Felsen bemerkt, daß er weder vorwärts noch rückwärts gehen kann. In Wirklichkeit aber hat dieser kühne Kletterer, wenn er sich in dieser Lage befindet, schon Flügel für sich gebaut, um nach oben zu fliegen; er läßt hinter sich alle die, die ihm nicht folgen, sondern nur an ihm herummäkeln können. Ich will ebenfalls mit einem Zitat von Helmholtz schließen, das, davon bin ich überzeugt, innere Richtschnur für die Arbeiten aller theoretischen Physiker gewesen ist: „Vollständige Kenntnis und vollständiges Verständnis des Waltens der Natur- und Geisteskräfte ist es allein, was die Wissenschaft erstreben kann. Der einzelne Forscher muß sich belohnt sehen durch die Freude an neuen Entdeckungen, als neuen Siegen des Gedankens über den widerstrebenden Stoff, durch die ästhetische Schönheit, welche ein wohlgeordnetes Gebiet von Kenntnissen gewährt, in welchem geistiger Zusammenhang zwischen allen einzelnen Teilen stattfindet, eines aus dem anderen sich entwickelt und alles die Spuren der Herrschaft des Geistes zeigt."[1])

1) Helmholtz, Vorträge und Reden, Bd. 1, S. 142. Braunschweig 1884.

Bangalore, University of Mysore.

(Eingegangen 2. September 1937)

Über die Wirkung von polarisiertem Licht auf die Brownsche Bewegung[1])

Von Josef Kolb

1.

V. Pospíšil hat zum ersten Male beobachtet[2]), daß die Brownsche Bewegung kleiner Partikel in Flüssigkeiten bei Beleuchtung mit polarisiertem Licht in der Richtung des magnetischen Vektors lebhafter ist als in der Richtung des elektrischen Vektors. Die Versuche von Pospíšil wurden mit verbesserten Hilfsmitteln von R. Fürth und O. Zimmermann[3]) nachgeprüft, um die Realität des Effektes sicherzustellen. Sie untersuchten die Brownsche Bewegung von Gold-, Kohle- und Gummigutteilchen mit Durchmessern zwischen 0,1 und 1 μ in Hellfeld- und in Dunkelfeldbeleuchtung nach der von Fürth[4]) angegebenen und ausgebildeten Methode der „doppelseitigen Erstpassagezeiten". Ihre wichtigsten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Die Brownsche Bewegung der Teilchen wird bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht durch eine Änderung der Intensitäten zwischen 0,0006 und 2,6 Watt/cm² nicht beeinflußt; sie ist ferner ebenso groß in der Richtung der Lichtfortpflanzung wie senkrecht dazu. Bei Beleuchtung der Teilchen mit linear polarisiertem Licht ist das

1) Auszug aus der Prager Doktordissertation des Verfassers.

2) V. Pospíšil, Ann. d. Phys. **83**, 735, 1927; (5) **23**, 240, 1935; Physik. Zeitschr. **31**, 65, 1930.

3) R. Fürth und O. Zimmermann, Ann. d. Phys. (5) **24**, 183, 1935.

4) R. Fürth, Ann. d. Phys. **53**, 177, 1917; Zeitschr. f. Phys. **60**, 313, 1930.

mittlere Verschiebungsquadrat in der Richtung des magnetischen Vektors der Lichtschwingung um etwa 7–11 Proz. größer als in der Richtung des elektrischen Vektors bzw. in der Richtung der Lichtfortpflanzung. Der Effekt vermindert sich etwas bei Herabsetzung der Lichtintensität und verschwindet fast völlig, wenn der kurzwellige Teil des Lichtes durch Ausfilterung entfernt wird.

Nach eingehender Erörterung der Fehlerquellen, die die Ergebnisse von Pospíšil wahrscheinlich verfälscht haben dürften, kommt Fürth in der zitierten Arbeit zu dem Schluß, daß sich die Beobachtungen von Pospíšil und von Zimmermann vereinbaren lassen, wenn der Effekt nicht, wie Pospíšil vermutet hatte, in einer Vergrößerung der Brownschen Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors über den „normalen" Wert besteht, der dem Teilchen ohne Bestrahlung zukommen sollte, sondern umgekehrt in einer Verkleinerung der Bewegung unter den normalen Wert in der Richtung des elektrischen Vektors und in der Richtung der Lichtfortpflanzung, während die Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors sich durch die Bestrahlung nicht ändern soll.

Für diesen Effekt schlägt Fürth weiter eine plausible Deutung vor, nachdem er zeigen konnte, daß sowohl die Theorie von Pospíšil[1]), nach der es sich um eine Übertragung von Lichtenergie auf das Teilchen durch Stöße zweiter Art handeln würde, als auch die Theorie von Deubner[2]), nach der die Erscheinung auf die „Photophorese" zurückzuführen wäre, unhaltbar sind. Fürth nimmt an, daß durch das einfallende Licht an der Partikeloberfläche lichtelektrisch Elektronen ausgelöst werden. Da einerseits die Lichtintensität an den Teilen der Teilchenoberfläche, die dem Licht zu- bzw. abgekehrt sind, am größten ist und da anderseits die lichtelektrisch ausgelösten Elektronen vorzugsweise in der Richtung des elektrischen Vektors fortschreiten, werden diese beiden Richtungen gegenüber der Richtung des magnetischen Vektors in bezug auf die Anzahl der Photoelektronen bevorzugt sein. Nachdem diese nun in der Flüssigkeit einen kurzen Weg zurückgelegt haben, werden sie sich mit den Flüssigkeitsteilchen zu negativen Ionen verbinden. Diese Ionen werden sich daher in einer ringförmigen Ladungswolke um das Teilchen ansammeln, die um eine durch den Mittelpunkt des Teilchens gelegte, zur elektrischen Schwingungsebene des einfallenden Lichtes parallele Ebene konzentriert ist. Bei einer Bewegung des Teilchens in dieser Ebene müssen die Ionen der Ladungswolke mitgeschleppt werden, wodurch der Reibungswiderstand vergrößert, die Beweglichkeit des Teilchens also herabgesetzt wird. Bei einer Bewegung des Teilchens senkrecht zu dieser Ebene, also parallel zum magnetischen Lichtvektor, wird die Ladungswolke jedoch nicht mitgenommen und die Beweglichkeit behält daher ihren normalen Wert. Damit ist auch erklärt, wieso der Effekt nur bei Beleuchtung mit kurzwelligem Licht auftritt und wieso er bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht ausbleibt.

Um diesen Versuch einer Deutung des Effektes zu prüfen, gilt es zunächst sicherzustellen, daß er wirklich, wie Fürth annimmt, auf einer Verminderung der Teilchenbeweglichkeit in der Lichtrichtung und in der Richtung des elektrischen Lichtvektors besteht und nicht, wie ursprünglich angenommen worden war, in einer Vergrößerung der Brownschen Bewegung in der Richtung des magnetischen Lichtvektors. Die Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten läßt sich treffen, wenn man zur Beobachtung Teilchen verwendet, die bestimmt Kugelgestalt haben und deren Radius genau bekannt ist. Denn aus der Einsteinschen Formel läßt sich in diesem Falle das Verschiebungsquadrat der Brownschen Bewegung vorausberechnen und mit dem gemessenen vergleichen, so daß sich feststellen läßt, ob wirklich, wie vermutet, die Brownsche Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors den normalen, theoretisch verlangten Wert hat.

2.

Um Teilchen von der gewünschten Eigenschaft zu erhalten, wurden monodisperse Goldsole nach der Zsigmondyschen Keimmethode[1]) hergestellt. Die Keimlösung wurde durch Reduktion einer Goldchloridlösung mit ätherischer Phosphorlösung erzeugt und enthielt keine im Ultramikroskop sichtbaren Teilchen. Unter Zusatz dieser Keimlösung wurde zunächst ein Goldsol aus einer Goldchloridlösung durch Reduktion mit Formaldehyd erhalten, dessen Teilchen zwar ultramikroskopisch sichtbar, aber noch sehr klein waren. Mit diesem Sol als Keimlösung wurde schließlich nach dem gleichen Verfahren das eigentliche, für die Messungen verwendete Sol hergestellt. Es war in der Durchsicht tief indigoblau und seine Teilchen erschienen im Ultramikroskop orangegelb.

Die Teilchengröße dieses Sols wurde nach zwei unabhängigen Methoden, nämlich nach der Auszählmethode und nach der Fallmethode

1) V. Pospíšil, Physik. Zeitschr. **31**, 78, 1930.
2) A. Deubner, Physik. Zeitschr. **31**, 909, 1930.

1) R. Zsigmondy, Zeitschr. f. phys. Chem. **56**, 65, 1906.

bestimmt. Die Bestimmung nach der Auszählmethode geschah nach dem Vorgang von Svedberg[1]) und Westgren[2]) in der Weise, daß das entsprechend verdünnte Sol in eine Westgrensche[3]) Kammer von genau bekannter Tiefe (rund 10^{-3} cm) gefüllt und mit einem Ultramikroskop mit Kardioidkondensor beobachtet wurde, in dessen Okular eine kreisförmige Blende von solcher Größe eingelegt war, daß man die jeweils im Gesichtsfeld befindliche Teilchenzahl mit einem Blick erfassen konnte; die Optik war ferner so gewählt, daß die volle Tiefe der Kammer auf einmal zu überblicken war. Nach dem Taktschlage eines Metronoms wurde nun etwa 1500mal in Intervallen von 2 Sekunden die Teilchenzahl bestimmt und das Mittel genommen. Hieraus und aus den bekannten Kammerdimensionen ließ sich dann die Teilchenzahl pro cm^3 berechnen und danach weiter aus dem bekannten Goldgehalt des Sols die Masse eines Partikels und damit schließlich sein Radius. Für das zu den Messungen der Brownschen Bewegung verwendete Sol ergab sich so ein Wert $r = 5{,}07 \cdot 10^{-6}$ cm, der mit einem möglichen Fehler von 1,7 Proz. behaftet ist.

Die Bestimmung nach der Fallmethode erfolgte nach dem Vorgang von Westgren[2]) wieder in einer Westgrenschen Kammer, in der die Teilchen zunächst durch Zentrifugieren gegen eine Seitenwand getrieben und dort konzentriert wurden; in diesem Zustand wurde die Kammer in ein Kardioidultramikroskop mit horizontal gestelltem Tubus eingesetzt, dessen Tisch sich mittels eines Schlittens mit Mikrometerverschiebung in vertikaler Richtung verschieben ließ. Gemessen wurde die Geschwindigkeit, mit der sich das Dichtemaximum des Teilchenschwarmes nach abwärts verschob. Mittels der Stokesschen Formel kann man hieraus bekanntlich unter Voraussetzung der Kugelgestalt der Teilchen ihren Radius berechnen. Die Messung ergab einen Wert $r = 4{,}95 \cdot 10^{-6}$ cm, dem eine Unsicherheit von etwa 2 Proz. zukommt. Die nach den beiden Methoden ermittelten Werte stimmen, wie man sieht, innerhalb der Fehlergrenzen vollkommen überein, womit auch gleichzeitig der Beweis dafür erbracht ist, daß die Teilchen wirklich Kugelgestalt haben.

3.

Die Messung der Brownschen Bewegung erfolgte mit dem Siedentopf-Zsigmondyschen Spaltultramikroskop mit der gleichen Anordnung, die von Zimmermann benutzt worden war und in der eingangs zitierten Arbeit beschrieben ist. Nur wurde statt der von Zimmermann verwendeten Hartgummiküvette eine solche aus Metall benutzt, die sich besser füllen und abschließen ließ. Sie hatte ein Volumen von rund 10 mm^3. Auch wurde eine wesentlich höhere Lichtintensität verwendet, indem die Bogenlampe statt mit 16 mit 21–22 A betrieben

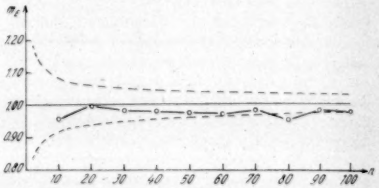


Fig. 1.

wurde. An jedem Teilchen wurden an einem quadratischen Okularraster immer je $p = 20$ Passagen in zwei zueinander senkrechten Richtungen (Lichtrichtung und Richtung des elektrischen bzw. magnetischen Vektors) gezählt und die entsprechenden Zeiten (t_L und t_E bzw. t_M) gemessen.

Aus den Serien l bis n wurden nun die geometrischen Mittel $m_E(n)$ von $\alpha_E = \frac{t_E}{t_L}$ und $m_M(n)$ von $\alpha_M = \frac{t_M}{t_L}$ berechnet und als Funktionen von n aufgetragen (Fig. 1 und 2). In die gleichen Figuren wurden ferner die nach der

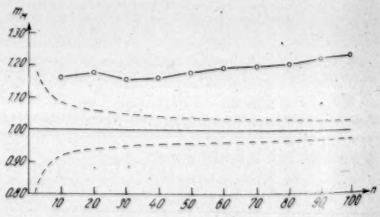


Fig. 2.

Theorie der Brownschen Bewegung zu erwartenden Abweichungen δ_m der Größen m von Eins für den Fall, daß beide Richtungen völlig gleichberechtigt wären, gemäß der von Fürth angegebenen Formel $\delta_m = \frac{2}{\sqrt{3np}}$ [Formel (8) der zitierten Abhandlung] als gestrichelte Linien eingetragen. Wie man sieht, verläuft die Kurve

1) The Svedberg, Die Existenz der Moleküle. Leipzig 1912.
2) A. Westgren, Zeitschr. f. anorg. Chem. **93**, 231, 1915; **95**, 39, 1916.
3) A. Westgren, Zeitschr. f. phys. Chem. **89**, 66, 1914.

der $m_E(n)$ durchaus innerhalb dieser Fehlergrenzen, die der $m_M(n)$ aber weit außerhalb der Fehlergrenzen, was auch von Zimmermann schon festgestellt worden war. Daraus folgt, daß sich ein Unterschied der Brownschen Bewegung in der Lichtrichtung und in der des elektrischen Vektors innerhalb der Genauigkeitsgrenzen nicht feststellen läßt, daß aber das Überwiegen der Beweglichkeit in der Richtung des magnetischen Vektors gegenüber der in der Lichtrichtung zweifellos feststeht.

Es wurden nun die Generalmittel über sämtliche Passagezeiten ϑ_l bzw. ϑ_E bzw. ϑ_M in den drei Richtungen gebildet, wobei zu berücksichtigen war, daß nicht alle Messungen bei genau der gleichen Temperatur angestellt worden waren, was wegen der starken Änderung der Viskosität η_l des Wassers mit der Temperatur auf die Messungen einen beträchtlichen Einfluß hat. Alle ϑ wurden daher, da sie cet. par. den entsprechenden η_l-Werten proportional sind, durch Multiplikation mit $\frac{\eta_{l20}}{\eta_{lT}}$ auf die gleiche Temperatur 20° C reduziert. Es ergaben sich so die folgenden Werte mit ihren empirischen Fehlergrenzen:

$$\vartheta_E = 3{,}15 \pm 0{,}08,\ \vartheta_L = 3{,}06 \pm 0{,}05 \text{ sec}$$

bzw.

$$\vartheta_M = 2{,}41 \pm 0{,}04,\ \vartheta_L = 2{,}97 \pm 0{,}05 \text{ sec}.$$

Die beiden ϑ_L-Werte stimmen, wie es ja auch sein muß, innerhalb der Fehlergrenzen überein, aber auch der Wert ϑ_E stimmt mit ihnen innerhalb dieser Grenzen überein, was in Übereinstimmung mit dem aus der Betrachtung der Fig. 1 gezogenen Schluß beweist, daß die entsprechenden Brownschen Beweglichkeiten gleich groß sind. Der Wert ϑ_M ist hingegen um etwa 20 Proz. kleiner, was weit außerhalb der Fehlergrenzen liegt. Diese Abweichung ist gegenüber der von Zimmermann an seinen Beobachtungen festgestellten Abweichung von etwa 10 Proz. etwa doppelt so groß. Dieser Unterschied ist wohl darauf zurückzuführen, daß bei meinen Versuchen die Lichtintensität, wie schon erwähnt wurde, wesentlich größer war als bei Zimmermann und daß ich auch mit kleineren Teilchen als er gearbeitet habe.

Um nun die „normale" Erstpassagezeit gemäß der Theorie der Brownschen Bewegung aus dem direkt gemessenen Teilchenradius zu berechnen, hat man die für diese Beobachtungsmethode angegebene Formel von Fürth

$$x^2 = 2\,D\vartheta$$

heranzuziehen, in der x die objektive Passagendistanz, ϑ die mittlere doppelseitige Erstpassagezeit über diese Distanz und D den Diffusionskoeffizienten bezeichnet, der für kugelförmige Teilchen mit deren Radius durch die Formel

$$D = \frac{1}{6\pi\eta_l r} \cdot kT$$

verknüpft ist. Setzt man in diese Formeln die gemessenen bzw. bekannten Werte: $r = 5{,}07 \cdot 10^{-6}$, $x = 4{,}42 \cdot 10^{-4}$, $k = 1{,}37 \cdot 10^{-16}$, $T = 293$ und $\eta_l = 0{,}01$ ein, so ergibt sich bei Berücksichtigung der diesen Werten anhaftenden Ungenauigkeiten der theoretisch zu erwartende Wert:

$$\vartheta = 2{,}34 \pm 0{,}07 \text{ sec}.$$

Wie man sieht, stimmt dieser Wert innerhalb der Fehlergrenzen mit dem oben angegebenen Wert ϑ_M vollkommen überein, womit bewiesen ist, daß wirklich, wie vermutet wurde, die Brownsche Bewegung in der Richtung des magnetischen Lichtvektors den normalen Wert hat und in den beiden anderen Richtungen unternormal klein ist.

Ich möchte zum Schluß den Herren Prof. Dr. R. Fürth und Priv.-Doz. Dr. K. Sitte für die Anregung zu dieser Untersuchung und ihre Mithilfe bestens danken, ebenso Herrn Priv.-Doz. Dr. O. Blüh für gelegentliche wertvolle Ratschläge.

Zusammenfassung

Durch Messung der Brownschen Bewegung an Goldteilchen genau bestimmter Teilchengröße mittels der Methode der doppelseitigen Erstpassagezeiten wird eindeutig festgestellt, daß der erstmalig von Pospíšil beobachtete und später von Fürth und Zimmermann genau untersuchte Effekt der Beeinflussung der Brownschen Bewegung unter der Wirkung linear polarisierten Lichtes darin besteht, daß die Brownsche Bewegung in der Richtung des magnetischen Lichtvektors unbeeinflußt bleibt, in der Richtung des elektrischen Lichtvektors und in der Lichtfortpflanzungsrichtung jedoch je nach der Lichtintensität und Teilchengröße um 10 bis 20 Proz. erniedrigt wird. Durch diese Feststellung gewinnt der von Fürth gegebene Deutungsversuch des Pospíšilschen Effektes sehr an Wahrscheinlichkeit.

Prag, Physikalisches Institut der deutschen Universität, im Juni 1937.

(Eingegangen 30. Juni 1937)

Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit von J. Kolb

Von Alexander Deubner

Ich hatte Gelegenheit, die oben genannte Arbeit bereits vor dem Druck einzusehen. Ich möchte im folgenden einige Bemerkungen dazu machen.

Kolb mißt die absolute Größe seiner Kolloidteilchen mittels Auszähl- und Fallmethode und findet Übereinstimmung. Das ist verständlich, aber ebenso klar ist, daß beide Methoden nur eine mittlere Teilchengröße liefern. Aus dieser wird nun die Normalerstpassagezeit berechnet. Die Größe der einzelnen Teilchen weist aber auch in einer solchen Goldlösung eine bedeutende Streuung auf, wie ein prominenter Kolloidchemiker mir bestätigte, von im Mittel vielleicht ± 20 Proz. oder mehr, wobei diese Grenze noch nicht die größten und kleinsten Teilchen umfaßt. Beim Beobachten im Ultramikroskop liegt also die Gefahr sehr nahe, daß man besser sichtbare, also größere Teilchen bevorzugt heranzieht, woraus sich durchweg zu große experimentelle Erstpassagezeiten ergeben würden. Hiergegen scheint mir keine Maßnahme getroffen zu sein. Eine Beobachtung bei geschwächtem Licht hätte ergeben, ob die Brownsche Bewegung hierbei den berechneten „normalen" Wert hatte, doch wurde die Beobachtung anscheinend bei einer solchen Lichtschwächung für nicht mehr durchführbar und auch nicht für erforderlich gehalten[1]). Schließlich ist zum Vergleich mit den zitierten Pospisilschen Arbeiten noch zu erwähnen, daß dieser ja mit Kohle, also absorbierenden Teilchen gearbeitet hat, während die Kolbschen Goldteilchen weitgehend reflektieren. Ferner waren die Teilchen Pospisils etwa zehnmal so groß im Durchmesser wie die Kolbs. Daß die Effekte von Art und Größe der Teilchen sehr abhängen, hat ja schon Pospisil gezeigt. Man wird jedenfalls die Kolbschen Resultate, selbst wenn sie richtig sind, nicht auf alle möglichen Teilchengrößen und -arten, wie sie Pospisil untersucht hat, verallgemeinern dürfen, ebensowenig die daraus hervorgehenden Folgerungen und Erklärungsversuche.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich doch auch noch über die Fürthsche Deutung der Erscheinung ein Wort sagen[2]). Wenn die Fürthsche Elektronenwolke existiert und die erwähnte schwächende Wirkung auf die Brownsche Bewegung hat, dann ist es schwer einzusehen, warum die Wirkung nur bei polarisiertem Licht da sein soll; denn wenn ich den polarisierenden Nikol wegnehme, so wird die Intensität „in Lichtrichtung" doppelt so groß, und folglich müßte sich die hemmende Wirkung der Wolke in dieser Richtung sogar verdoppeln. Nach den zitierten Messungen von Fürth und Zimmermann soll aber keine Wirkung des unpolarisierten Lichts vorhanden sein. Fürth meint (brieflich), daß die Dichte der Wolke im unpolarisierten Licht geringer sein könnte; als Grund führt er an, daß sich die Wolke nun gleichmäßig um das Teilchen verteilt; aber dafür ist doch die mögliche Gesamtintensität etwa verdoppelt. Auf alle Fälle scheint mir die Deutungsfrage offener denn je zu sein. Nicht unmöglich ist, daß sich mehrere Erscheinungen überlagern, von denen je nach Teilchenmaterial und -größe jeweils die eine oder andere hervortritt. Das Wort hat darum zunächst wieder das Experiment.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, den 30. November 1937.

(Eingegangen 1. Dezember 1937)

1) Nach freundlicher Mitteilung von Professor Fürth.

2) Meine eigene zitierte Deutung halte ich nach den Versuchen Zimmermanns in Lichtrichtung natürlich nicht mehr aufrecht.

Bemerkungen zur vorstehenden Diskussion zwischen A. Deubner und J. Kolb

Von Reinhold Fürth

Die von Herrn Deubner geäußerten Bedenken gegen die Arbeit meines Mitarbeiters J. Kolb vermag ich nicht zu teilen, und zwar aus den folgenden Gründen:

1. Die durch die geringe Streuung der Teilchengrößen um ihren Mittelwert bedingte Verschiedenheit der Helligkeit der Teilchen im ultramikroskopischen Gesichtsfeld ist so gering, daß sie gewiß nicht eine bevorzugte Auswahl der größten Teilchen bewirken kann; jedenfalls erscheinen dem Beobachter bei der Betrachtung eines nach der Keimmethode hergestellten monodispersen Soles alle Teilchen gleich hell.
2. In der Arbeit von Zimmermann und mir wurde gezeigt, daß die auftretenden Effekte von dem Material und der Größe der Teilchen weitgehend unabhängig sind; die gegenteiligen Resultate von Pospisil sind offenbar auf seine mangelhafte Versuchsmethodik zurückzuführen. Überhaupt glauben wir in der genannten Arbeit gezeigt zu haben, daß von allen den zahlreichen, von Pospisil beschriebenen Erscheinungen nur der Polarisationseffekt real ist. Es scheint mir also, daß durch die Untersuchungen von Zimmermann und

Kolb die Angelegenheit in experimenteller Beziehung vollkommen aufgeklärt ist.

3. Was schließlich den von mir gegebenen theoretischen Deutungsversuch durch den lichtelektrischen Effekt anlangt, so gebe ich selbstverständlich zu, daß ihm noch gewisse Unzulänglichkeiten anhaften, doch glaube ich, daß dieselben von Herrn Deubner gegenüber den positiven Erfolgen der Theorie im Hinblick auf die Erklärung der Beobachtungen von Zimmermann und Kolb etwas überschätzt werden; jedenfalls wurden die Kolbschen Resultate auf Grund dieser Theorie in der zitierten Arbeit von mir und Zimmermann vorausgesagt. Ich glaube also an diesem Deutungsversuch festhalten zu dürfen, solange kein besserer an seine Stelle gesetzt wird.

Prag, Physikalisches Institut der deutschen Universität, am 6. Dezember 1937.

(Eingegangen 11. Dezember 1937)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Blätter für Geschichte der Technik. (Österreichisches Forschungsinstitut für Geschichte der Technik in Wien.) 3. Heft. Schriftleitung: L. Erhard. Gr.-8°. III und 101 S. Mit 64 Textabbildungen und 1 Kunstblatt. Wien 1936. Julius Springer. RM 3.60.

Auch in diesem neuen Heft (vgl. die Besprechung des vorhergehenden in dieser Zeitschrift **38**, 39. 1937. Nr. 1) bildet den Hauptteil die Lebensgeschichte eines modernen technischen Kämpfers aus Österreich, diejenige von Viktor Kaplan, aus der Feder von A. Lechner. Die mit zahlreichen Bildern ausgeschmückte Schilderung läßt ein lebendiges Bild dieses genialen Wissenschaftlers und Ingenieurs vor unserem Auge entstehen. Wie so manches Erfinderschicksal, so war auch das Leben Kaplans aus Kämpfen, Erfolgen und Rückschlägen zusammengesetzt. Schwer krank mußte er den Kampf mit der Naturgewalt der Kavitation und den noch schwereren gegen die Menschen führen, bis sich in seinen letzten Jahren seine Leistung und sein Name in der „Kaplan-Turbine" endgültig durchsetzen konnte.

Weiter findet sich im vorliegenden Heft noch eine interessante Studie von L. Erhard: „Vom Lebenssinn der Technik", in der Parallelismen zwischen der biologischen und der technischen Entwicklung aufgezeigt werden. Aus dem anderen Inhalt sei noch genannt ein Tätigkeitsbericht des herausgebenden Instituts und eine Bibliographie zur Geschichte österreichischer Firmen.

L. Schiller

Ch. Dhéré, La Fluorescence en Biochimie. Gr.-8°. 309 S. Mit 56 Fig. Paris 1937. Les Presses universitaires de France. Geh. fr. 80.—

Nach einer kurzen Abhandlung über das Wesen der Fluoreszenz und über die Bearbeitung, die dieses Phänomen seit seiner Entdeckung erfahren hat, bespricht Verfasser im Hauptteil zunächst die Erregung, die Beobachtung und die Bestimmung der Fluoreszenzstrahlung durch die Spektroskopie und Spektrographie. Dann folgt im einzelnen die Bestimmung der Fluoreszenz bei den Gluziden und Glukosiden, den Fetten und Lipoiden, den Proteinen und ihren Derivaten, den Alkaloiden, Chlorophyllen, Phykochromoproteiden und Gallenpigmenten. Nach einem Kapitel über die Fluoreszenz der Porphyrine geht Verfasser dann zu den Vitaminen und Hormonen über und widmet danach einen Abschnitt der Bestimmung der Fluoreszenz in den biologischen Flüssigkeiten des Körpers, der Milch, dem Serum, dem Urin, dem Sperma usw. Das Buch schließt mit einer Abhandlung über diese Erscheinung bei den Mikroben und rechtfertigt damit auch seine Ansprüche auf Beachtung durch den Arzt. Es enthält zahlreiche Tabellen, graphische Darstellungen von Apparaturen und als Anhang photographische Aufnahmen zahlreicher Spektren. Das bereits vorliegende Schrifttum ist ausgiebig gewürdigt worden, so daß das Buch für den physiologischen Chemiker ein ausgezeichnetes Hilfsmittel darstellt. Dem Physiker bringt es, rein physikalisch gesehen, nichts Neues, dürfte aber geeignet sein, sein Interesse auf dieses noch ausbaufähige Gebiet zu lenken und so zur Mitarbeit Anlaß zu geben.

Brüggemann.

W. Michael, Theorie der Wechselstrommaschinen in vektorieller Darstellung. Leipzig und Berlin 1937. B. G. Teubner. Geh. RM 22.—, geb. RM 24.—.

Das Werk ist nicht für den Anfänger gedacht. Es setzt eine gewisse Fertigkeit im Umgang mit komplexen Zahlen, Zeigerdiagrammen und Ortskurven voraus, die man sich besser durch das Studium etwa des Buches von Landolt, „Komplexe Zahlen und Zeiger in der Wechselstromlehre", erwirbt.

Die in den ersten beiden Kapiteln enthaltene sachliche Einleitung dient der Auffrischung der Kenntnisse und vor allem zur Festlegung der im Text benutzten Bezeichnungen und Definitionen. In den nachfolgenden Kapiteln bringt der Verfasser die bei der Behandlung von Wechselstrommaschinen üblichen Probleme, also Transformator, Synchron- und Asynchronmaschine, Ein- und Mehrphasenkollektormaschine, Regelsätze und Umformer. Wie schon der Titel des Buches sagt, wird das Material unter dem Gesichtspunkt des Zeigerdiagramms behandelt und bildet damit eine Fortsetzung oder Ergänzung des Buches von Werners, „Energieübertragung und -umwandlung mit Wechselstrom". Der Verfasser hat einen Weg aus der bei der Verwendung von Zeigerdiagrammen oft

auftretenden Unanschaulichkeit gefunden. Er stellt vor seine Betrachtungen stets ein Raumdiagramm der behandelten Maschine, also etwas mehr als ein Schaltbild, und erläutert die magnetischen Verhältnisse durch ein neben das Raumdiagramm gestelltes Raumvektordiagramm der Flüsse.

Im allgemeinen ist heute der Physiker geneigt, die im Buch behandelten Themen nicht mehr für ganz interessant zu halten. Es dürfte jedoch feststehen, daß die im Text notwendigerweise vielfach benutzten Ortskurven vor allem dem mathematisch Interessierten eine reiche Quelle von Anregungen sein werden. R. Goldammer

Max Planck, Religion und Naturwissenschaft. Vortrag, gehalten im Baltikum (Mai 1937). Leipzig 1938. J. A. Barth. Brosch. RM. 1.50.

Dieser schöne Vortrag ist das Bekenntnis eines Mannes, der von hoher Warte herab die Belange von Wissenschaft und Seelenleben abwägt. Religion ist die ehrfurchtsvolle Scheu vor einer überirdischen Macht, der das Menschenleben unterworfen ist. Von der eigentlichen Religion, die im Grunde für alle Völker und Zeiten dieselbe ist, sind zu unterscheiden die religiösen Symbole, die als Verständigungsmittel der Gläubigen dienen. Sie sollen geehrt, aber nicht überschätzt werden. Religiöse Streitigkeiten betreffen nur die Symbole, nicht die Religion.

Die heutige Naturwissenschaft glaubt (im Gegensatz zum Positivismus) an die Existenz von einfachsten Elementarteilchen und an ihre Verknüpfung durch einheitliche Naturgesetze. Dieser Glaube stützt sich auf Wahrnehmungen und Messungen. Vom beobachtenden Subjekt werden die Naturgesetze schließlich abgelöst. Das Prinzip der kleinsten Wirkung z. B., in welches das Naturgeschehen von Leibniz und bald darauf von Maupertuis zusammengefaßt wurde, versetzte seine Entdecker in helle Begeisterung, weil sie darin das Walten einer höheren Vernunft erkannten.

Die Physik zielt auf die Erkenntnis einer vernünftigen Weltordnung hin, welche, sofern die Forschung produktiv sein will, als objektiv und unabhängig von dem forschenden Menschen angenommen werden muß. Das Streben des Physikers läuft parallel dem religiösen Streben, beider Endziel ist die Gott-Natur. Dieses Endziel kann nie erreicht, sondern nur durch fortgesetzte Bemühung angenähert werden. A. Sommerfeld.

Zusammenhänge zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Konstitution. Von Prof. Dr. Kremann, mitbearbeitet von Priv.-Doz. Dr. Max Pestener. Band 41 der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte", naturwissenschaftliche Reihe, herausgegeben von Dr. R. E. Liesegang. Dresden und Leipzig 1937. Verlag Theoder Steinkopff. Geh. RM 16.—, geb. RM 18.—.

Das Buch stellt eine stark gedrängte Übersicht über Tatsachen und Theorien dar, die die Koordination der Ergebnisse chemischer Konstitutionsforschung und physikalischer Messung herstellen und verständlich machen sollen. Ausgegangen wird von der alten Ostwaldschen Einteilung der physikalischen Eigenschaften in kolligative, additive und konstitutive, es folgt einiges Prinzipielle über den Aufbau der Moleküle aus Atomen und dann in einzelnen kurzen Kapiteln die Aufzählung der Zusammenhänge. Diese Kapitel enthalten: Molvolumen, Kernabstände und Valenzwinkel, Bildungs- und Verbrennungswärme, elektrische Polarisation, Molrefraktion, Dispersion, Streustrahlung und Kerreffekt, Raman- und Ultrarotspektren, optische Aktivität, Magnetochemie, Dissoziationskonstanten, Theorie der Kohäsionskräfte und ihr Zusammenhang mit Siedepunkt, Oberflächenspannung, innerer Reibung und Schmelzpunkt. — Wie der Verfasser im Vorwort sagt, soll das Buch eine Art „komprimierte Neuausgabe" des Smiles-Herzog sein; es ist also bestimmt für den Studierenden der organischen Chemie und entstand auch durch Zusammenstellung derartiger Vorlesungen. Dementsprechend ist auf eine Angabe der Originalliteratur verzichtet worden. Die Darstellungsweise und die Klarheit der gedanklichen Ableitung hat durch die offenbar vom Verlag gewünschte Zusammendrängung des Ganzen auf 211 Seiten nicht gewonnen; doch kann das Buch demjenigen, der sich über eines der genannten Gebiete einen Überblick zu verschaffen wünscht, als einleitende Lektüre empfohlen werden. Rogowski.

NACHRICHTEN

Röntgentagung 1938. Der Ausschuß 60 — Deutsche Gesellschaft für technische Röntgenkunde beim Deutschen Verband für die Materialprüfungen der Technik — veranstaltet am 9. März 1938 in Leipzig im Vortragssaal des Hauses der Elektrotechnik auf dem Gelände der Technischen Messe eine wissenschaftliche Röntgentagung. Am Vormittag werden behandelt: Allgemeine Fragen der Röntgentechnik, Fortschritte im Apparate- und Röhrenbau, Grundlagen und Fortschritte der Röntgentechnik sowie Leistung und Wirtschaftlichkeit der technischen Röntgenprüfung. Redner sind die Herren Behnken, Berthold, Eggert, Martin. — Der Nachmittag ist für Vorträge über die Anwendung der Röntgentechnik in der Praxis vorgesehen. In einer Reihe von Kurzvorträgen wird über die Anwendung der Röntgentechnik in der Rohstoffwirtschaft, der Eisenindustrie, der Gießerei, in der Industrie der Leichtmetalle, der Steine und Erden, der Kunst- und Preßstoffe und in der chemischen Großindustrie berichtet werden. Sprechen werden die Herren Brill, Büßem, Heß, Mantel, Schiebold, Schmidt, Wiechell, Wittstadt. — Die Teilnahme an der Veranstaltung ist kostenlos. Programme, die zum Eintritt berechtigen, sind durch den Deutschen Verband für Materialprüfungen der Technik, Berlin NW 7, Dorotheenstr. 40, zu beziehen.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Berlin Ministerialdirektor Dr. Theodor Vahlen.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für Physikalische Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Ludwig Storch, der Leiter Astronomischen Abteilung der Zeißwerke Jena Dr. Walter Villiger.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. IV. Vj. 1937. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany